



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

### **Usage guidelines**

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

### **About Google Book Search**

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



## A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

## Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

- + *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.
- + *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.
- + *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.
- + *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

## À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse <http://books.google.com>



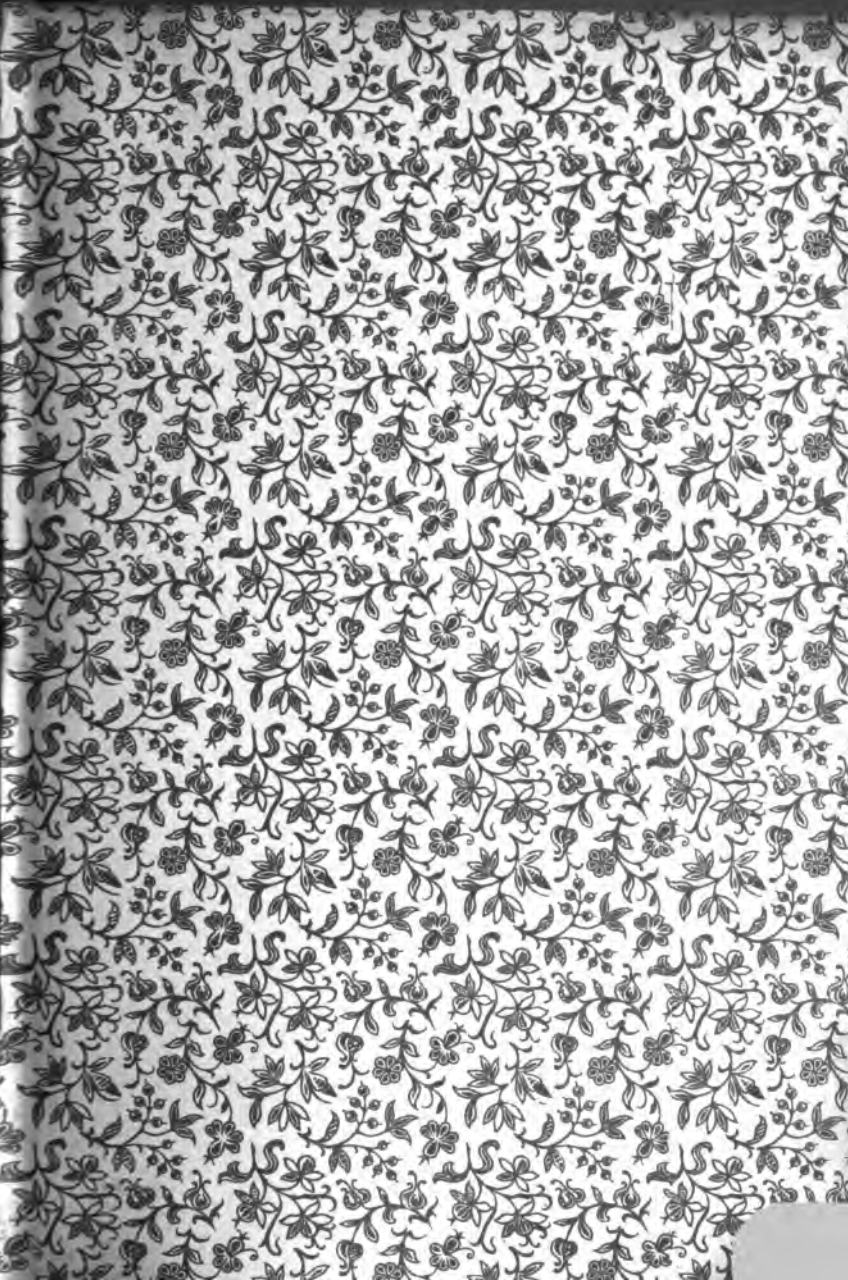
University of Wisconsin  
Library

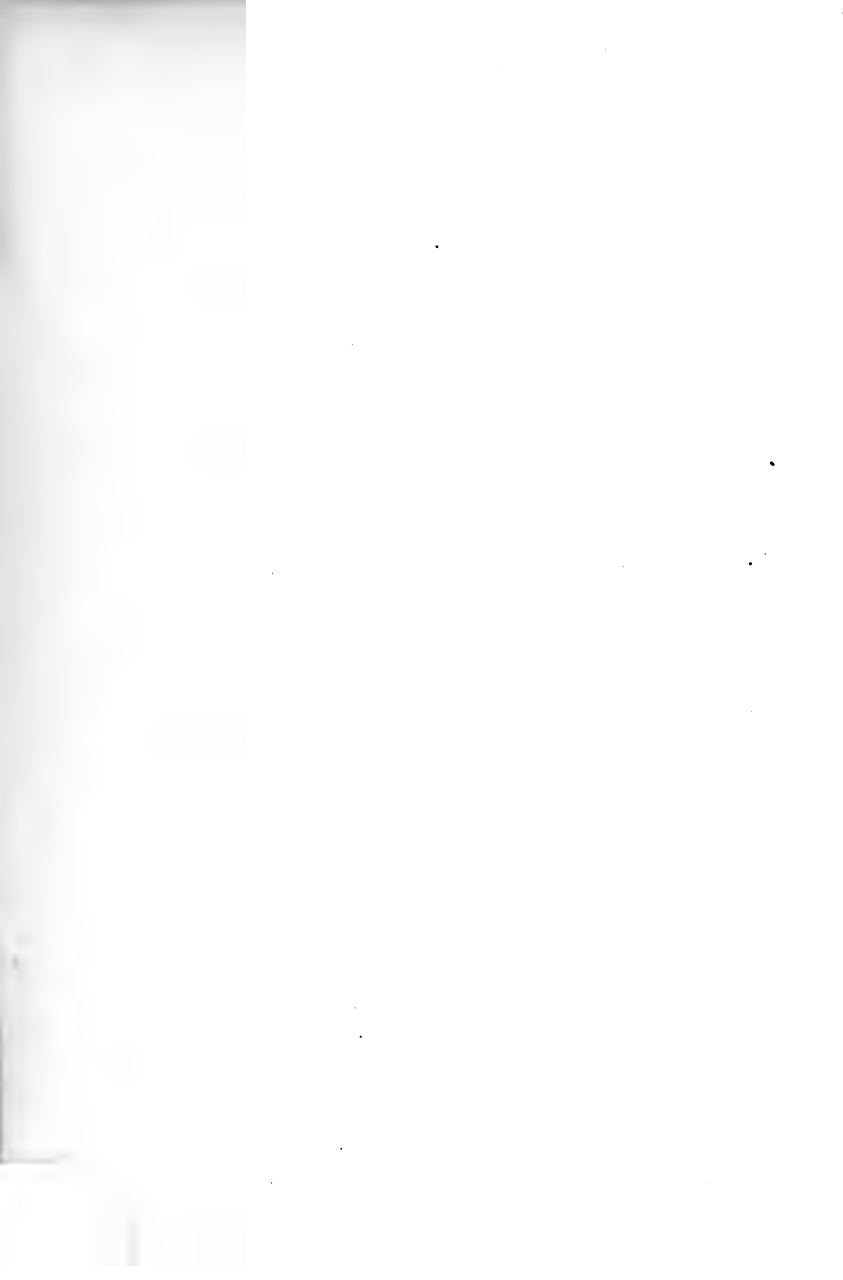
CLASS

TQW

BOOK

.B78





LA  
**TÉLÉGRAPHIE**  
SANS FILS.

---

27374. — Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins.

---



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES.

---

LA  
**TÉLÉGRAPHIE**  
SANS FILS,

PAR

**André BROCA,**

Professeur agrégé de Physique à la Faculté de Médecine.

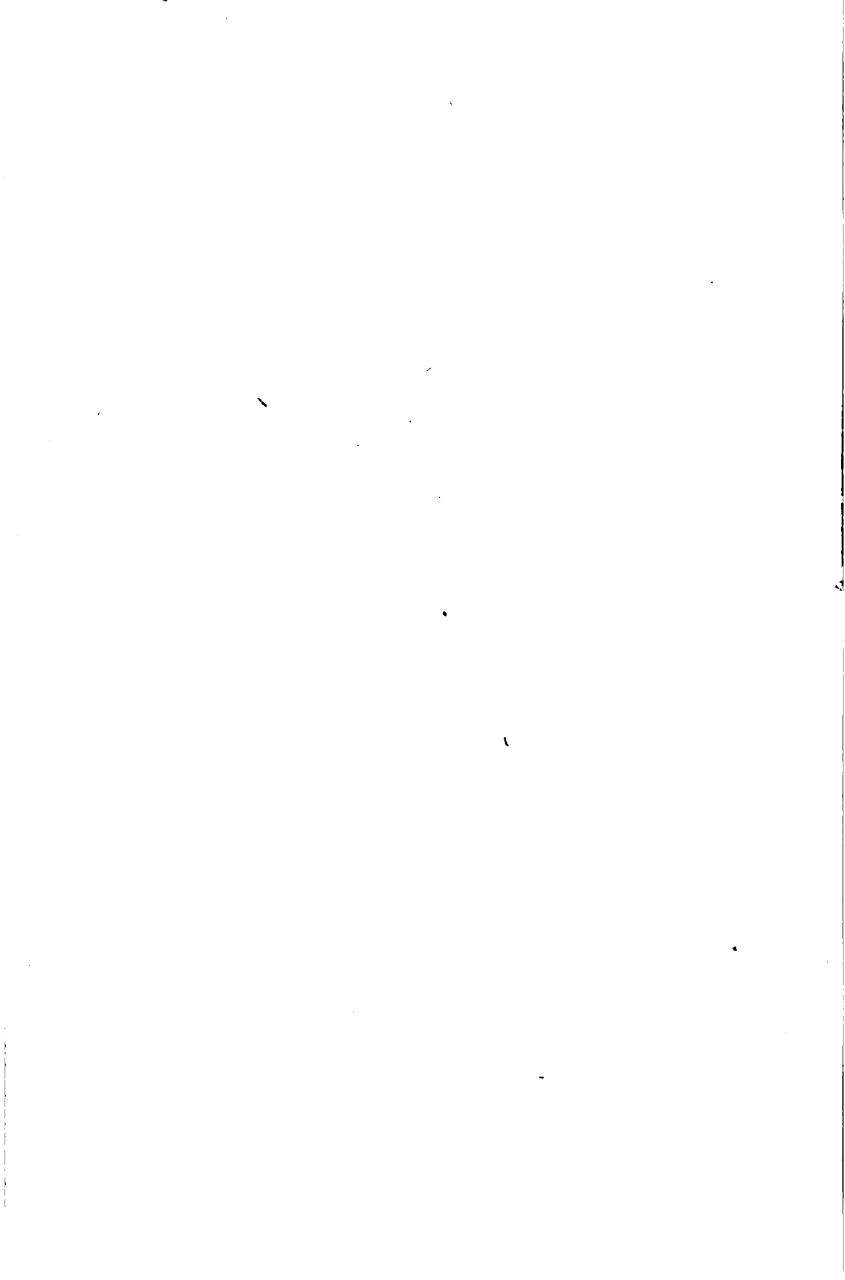


PARIS,

**GAUTHIER-VILLARS, IMPRIMEUR-LIBRAIRE,**  
ÉDITEUR DES ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES,  
Quai des Grands-Augustins, 55.

—  
1899

(Tous droits réservés.)



59360

64900000

1901

TQW

B78

## AVANT-PROPOS.

---

Ceci est un Livre destiné à ceux qui, sans être des spécialistes, sont curieux cependant des progrès de la Science, et à ceux aussi qui veulent être au courant des progrès récents réalisés dans ses applications. Tout le monde a plus ou moins lu dans son journal des comptes rendus plus ou moins fantaisistes, plus ou moins enflés, des résultats obtenus par les uns et les autres au moyen des procédés merveilleux de la Télégraphie sans fils. Bien des lecteurs ont pris cela pour des canards de journaliste et sont restés incrédules; ils ont été excusables, vu le style de certaines de ces productions. D'autres ont été crédules, mais effrayés par l'apparence de sorcellerie des résultats annoncés. D'autres enfin ont lu, dans des journaux autorisés, des comptes rendus sérieux d'expériences consciencieusement faites, et ils

ont enregistré une brillante conquête de plus de notre fin de siècle; mais, pour ces derniers eux-mêmes, un certain malaise a persisté, car ils ne comprennent pas, en général, le fond des choses. C'est qu'au milieu du tourbillon d'affaires publiques et privées où nous vivons, les savants ont amassé depuis un siècle, dans le silence du laboratoire, un merveilleux ensemble de résultats sur l'Optique, l'Élasticité et l'Électricité, et ils ont péniblement édifié un des plus admirables monuments du génie humain, la *théorie électromagnétique de la lumière*. Il y a deux ans encore, cette théorie semblait devoir rester l'apanage de quelques philosophes. Mais maintenant la pratique s'est emparée des résultats essentiels de ces hautes conceptions, et elle en a fait un instrument susceptible d'un grand nombre d'applications : il faut donc travailler à rendre accessible à tous cette théorie qui devient utile. C'est un des buts que j'ai tâché d'atteindre dans ces quelques pages.


J'ai tâché aussi de montrer que tout se tient dans nos connaissances, et quelle liaison il y avait entre les phénomènes de l'ancienne Télégraphie et ceux de la nouvelle. Cela m'a permis de décrire au début quelques appareils

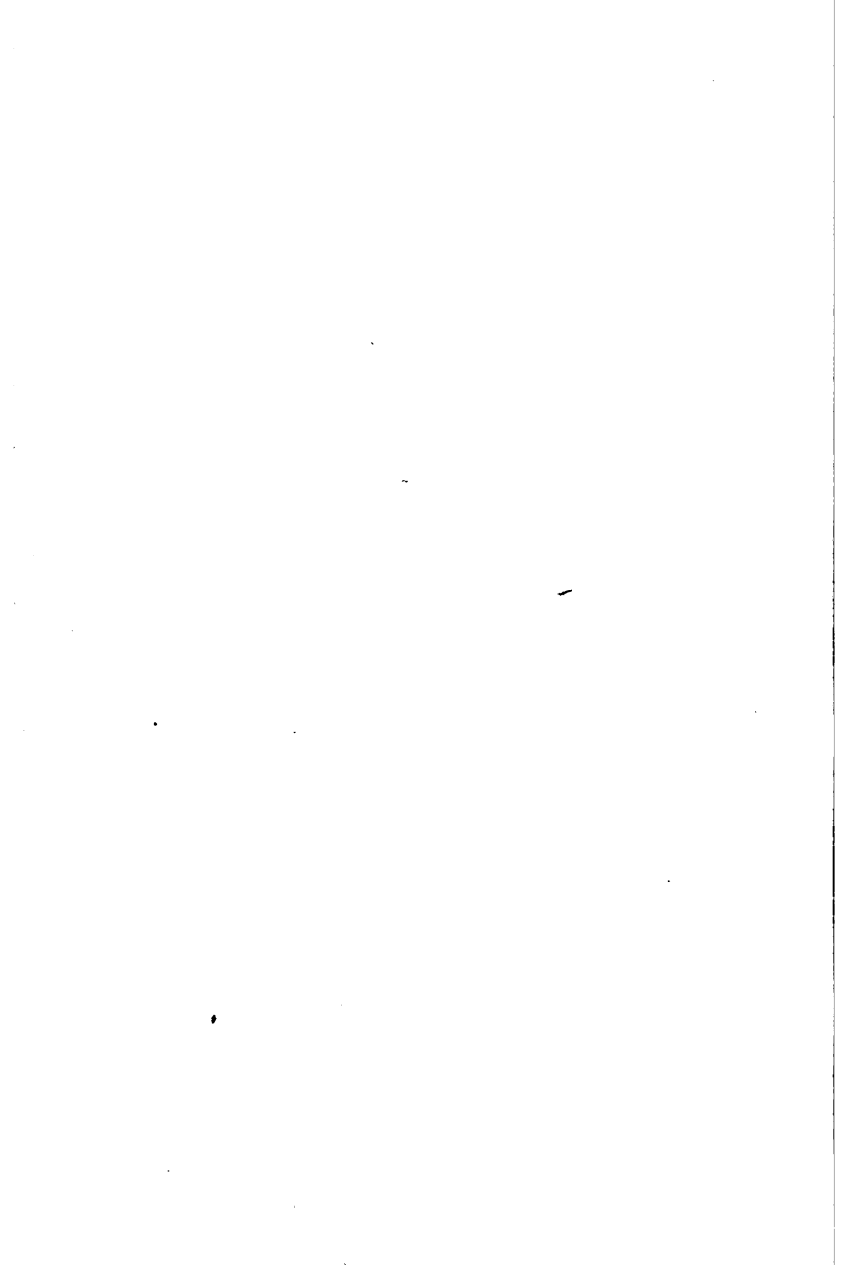
utilisés dans la Télégraphie sans fils, et d'aller ainsi du simple au complexe.

Je veux prévenir le lecteur que je ne me suis nullement astreint à suivre l'ordre chronologique, qui dans cette question oblige à des longueurs et à des redites, et masque la saisissante simplicité des faits. C'est ainsi que j'ai décrit certaines expériences de M. Blondlot avant celles de Hertz, parce qu'elles marquent le passage insensible de la Télégraphie par fils à la Télégraphie sans fils.

Enfin je terminerai cet avant-propos en avouant que certains points de la théorie sont encore mal connus. J'ai donné à leur sujet mon avis, qui n'est certainement pas celui de tous. Je citerai en particulier ce que je dis sur le rôle de l'antenne. Mais ce sont là des points de détail, qui ne touchent en rien à l'œuvre des trois grands génies que la postérité réunira dans la même auréole de gloire, malgré les nationalités diverses auxquelles ils appartenaient pendant leur vie : Fresnel, Maxwell et Hertz. C'est leur œuvre que je me suis efforcé de vulgariser.

Septembre 1899.





LA  
**TÉLÉGRAPHIE**  
**SANS FILS.**

---

**CHAPITRE I.**

**QUELQUES MOTS SUR LA TÉLÉGRAPHIE PAR FILS.**

**1. Plan de cet Ouvrage.** — Le procédé le plus rationnel pour se rendre compte de la Télégraphie sans fils, c'est de suivre les progrès successifs du transport d'énergie à distance, et de voir quelles modifications l'énergie a subies pour passer des formes anciennement connues à la forme actuellement mise en œuvre. Nous étudierons tout cela au moyen des phénomènes de la Télégraphie par fils, qui nous mèneront d'étape en étape jusqu'à ceux de la Télégraphie sans fils.

**2. Un mot d'histoire au sujet de la Télégraphie. Lesage. Ampère. Morse.** — On peut dire que

le premier transport d'énergie à distance a été réalisé par le premier qui produisit une étincelle entre les pointes d'un excitateur en tournant la manivelle d'une machine électrique ; mais il a fallu la découverte de l'action des courants sur les aimants pour permettre de concevoir la possibilité d'une transmission télégraphique régulière. A ce moment, l'idée était naturelle ; aussi, très peu après la découverte d'Ørsted, Ampère proposa-t-il à l'Académie des Sciences un système de télégraphie composé d'autant de fils qu'il y avait de lettres, chacun de ces fils passant à son extrémité au voisinage d'un aimant. En envoyant le courant dans un de ces fils, à la station de départ, on faisait mouvoir l'aimant correspondant à la station d'arrivée ; il y avait donc possibilité d'établir ainsi un système complet de Télégraphie. Mais c'est là un procédé qui aurait nécessité, pour une exploitation véritable, une dépense de fils tout à fait inadmissible.

Ce système avait été proposé sous une forme peu différente, dès 1774, par Lesage. Celui-ci employait les mêmes fils, aussi bien isolés que possible, et les excitait au moyen d'une machine statique. Un électroscope placé au bout de chacun d'eux remplaçait l'aiguille aimantée



d'Ampère. Le procédé n'aurait pas d'ailleurs permis d'aller bien loin, à cause des pertes considérables, d'une part, de la capacité trop grande d'un fil de longueur notable et du faible débit de la machine statique, d'autre part. L'idée d'Ampère était au moins applicable. Il est probable que si l'on avait cherché à ce moment à l'appliquer en grand, on aurait subi bien des mécomptes, car la notion de résistance électrique n'existait pas encore, et il aurait fallu de grandes dépenses pour arriver par tâtonnements à trouver un fil de grosseur convenable. D'ailleurs, les piles de cette époque étaient insuffisantes pour un service régulier.

Aussi n'est-ce que bien des années plus tard, longtemps même après l'invention de l'électro-aimant, que Morse créa le premier système réellement pratique. Dans ce système, une clef sert à fermer un circuit électrique comprenant une pile. Quelle que soit la longueur de la ligne, le courant s'y établissant pourra actionner un électro-aimant à l'arrivée, à condition qu'il puisse atteindre l'intensité nécessaire pour soulever le poids de l'armature de fer doux et vaincre les résistances passives.

### 3. Régime permanent et régime variable.

— On peut traiter le problème, tout d'abord en considérant ce qui se passe quand le courant est établi, c'est-à-dire en négligeant ce qui se passe pendant le temps exigé par le courant pour passer de la valeur 0 à la valeur qu'il doit prendre dans le circuit formé par la pile, la ligne et les appareils. Dans le cas des lignes télégraphiques ordinaires, cela est légitime. Nous verrons que dans le cas des lignes terrestres un peu longues, et surtout dans celui des lignes sous-marines, cela devient absolument insuffisant, car le temps de la période variable que nous venons d'indiquer devient sensible pratiquement dans les premières, et assez long dans les secondes pour troubler profondément l'envoi des dépêches.

Nous allons tout d'abord donner des indications sur le régime permanent. Nous reviendrons ensuite sur une description succincte des appareils de la Télégraphie ordinaire, car il y en a parmi eux qui sont en usage dans la Télégraphie sans fils, et qui nous intéressent à ce point de vue. Il nous semble aussi que la Télégraphie sans fils ouvre des horizons nouveaux sur les appareils possibles à employer même dans le cas de la Télégraphie

par fils. Peut-être y aura-t-il moyen, en perfectionnant les appareils que nous décrirons ultérieurement, de simplifier ceux qui sont actuellement utilisés dans la Télégraphie ordinaire, tout en conservant à celle-ci tous les avantages qui lui assurent certainement encore une longue vie, malgré les propriétés remarquables de la Télégraphie sans fils.

Il est donc intéressant de dire un mot du régime permanent si souvent employé maintenant, pour en voir les inconvénients et discuter les manières d'y remédier.

**4. Régime permanent. Loi de Ohm.** — En régime permanent, tout se passe comme dans les lignes de transport d'énergie électrique. Si une force électromotrice  $E$  est fermée sur une résistance  $R$ , il passe un courant d'une intensité  $I = \frac{E}{R}$ : c'est la loi de Ohm. En même temps il y a une consommation d'énergie dans la ligne égale à  $I^2R$ , d'après la loi de Joule. Il faut donc consentir, pour envoyer un signal télégraphique par un courant établi dans un fil, à perdre une grande quantité d'énergie qui est dégradée en chaleur le long de la ligne.

Les appareils récepteurs nécessitent tou-

jours, en effet, pour fonctionner, un minimum d'intensité de courant. La ligne a une résistance déterminée par les conditions économiques du problème, car on emploie généralement des fils de fer de 4<sup>mm</sup> de diamètre, le bronze étant trop coûteux, et des fils de fer plus gros étant également trop coûteux. On doit compter dans ce cas sur 8 à 10 ohms environ au kilomètre. Il faut, pour faire fonctionner les appareils Morse que nous allons décrire tout à l'heure, des courants de 10 à 15 milliampères. Donc une ligne de 100<sup>km</sup> devra être actionnée par une pile de 20 volts environ, car les récepteurs ont une résistance de 500 à 1000 ohms environ. On est en effet obligé de donner à ceux-ci une assez grande résistance, puisqu'il faut arriver à obtenir des électro-aimants assez puissants avec des intensités peu considérables. Nous ne pouvons entrer ici dans le calcul, très simple d'ailleurs, du meilleur enroulement à donner aux électro-aimants étant donnée la résistance consentie de la ligne. C'est le problème général du galvanomètre. On obtient la plus grande sensibilité, pour une pile donnée, quand la résistance de l'appareil récepteur est égale à la résistance de la ligne.

Les éléments de pile les plus employés pour les services télégraphiques sont les Leclanché pour les lignes peu chargées, et les éléments au sulfate de cuivre pour les lignes plus chargées. Actuellement, on emploie dans les grands centres des dynamos avec ou sans accumulateurs. Le prix de revient de l'énergie est ainsi diminué quand l'énergie employée est assez considérable. Nous verrons au contraire que pour la Télégraphie sans fils il faut des éléments en petit nombre, mais à grand débit.

**5. Relais.** — La Télégraphie par fils utilise assez mal l'énergie, puisqu'une grande partie de cette énergie est transformée dans le fil en chaleur de Joule. C'est pour cela d'ailleurs que l'on réduit aux faibles valeurs citées ci-dessus les intensités employées pour les transmissions dans les lignes. Mais ces courants seraient insuffisants pour faire fonctionner les appareils enregistreurs que comporte le système de Télégraphie Morse, et qui sont également employés dans la Télégraphie sans fils. On les emploie alors à faire fonctionner un petit électro-aimant appelé *relais*, dont tout le travail se borne à fermer le circuit d'une pile

locale. Le courant de celle-ci passera simplement dans les appareils de la station, sans avoir à vaincre la résistance considérable, et inutile au point de vue de l'enregistrement, de la ligne elle-même. On obtient donc ces courants relativement intenses avec une force électromotrice beaucoup moindre, donc avec un nombre d'éléments en série beaucoup moindre aussi. Ces relais sont employés dans la Télégraphie sans fils.

Nous voyons apparaître immédiatement les deux inconvénients graves de la Télégraphie par fils : la dépense considérable occasionnée par les fils et leur pose, et la dépense, considérable aussi, nécessaire pour entretenir dans les fils le courant qui fait fonctionner le relais.

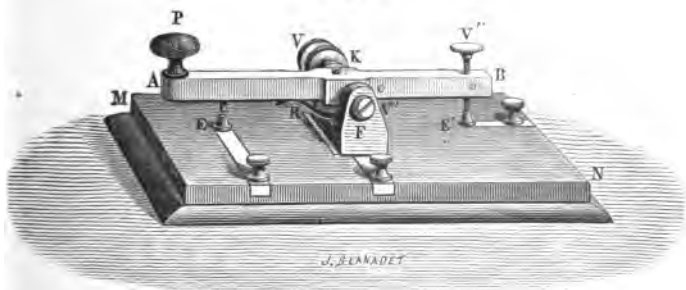
Les relais sont même employés d'une autre façon encore. Quand une ligne est très longue, on la divise en plusieurs sections. Chacun des postes qui forment ces sections comprend une pile et un relais. Le courant envoyé d'une station à une autre station séparée d'elle par un poste de relais ne fait donc que fermer, en ce poste, le circuit de la pile qui s'y trouve, et c'est ce nouveau courant qui transporte plus loin le signal.

Ceci se fait d'ailleurs avec une perte de

temps due à ce que le fonctionnement des électro-aimants n'est pas immédiat. Nous verrons les raisons de ce retard dans un Chapitre prochain. Nous allons maintenant donner la description sommaire des appareils Morse et de leur usage.

**6. Clef de Morse.** — La clef de Morse comprend un levier qui communique par son axe K (fig. 1) avec la ligne. Ce levier étant levé,

Fig. 1.



aucune communication métallique n'a lieu. Quand on l'abaisse, au contraire, l'extrémité E qui est sous le bouton vient s'appuyer sur un contact porté par le socle isolant en ébonite. Ce contact est en communication avec un pôle d'une pile dont l'autre pôle est réuni à la terre.

Dans ces conditions, l'autre extrémité de la ligne étant, au poste d'arrivée, réunie à un appareil récepteur et à la terre, le circuit se trouve fermé toutes les fois qu'on abaisse le levier de la clef de Morse. On peut ainsi envoyer des signaux qui durent un temps plus ou moins long suivant que la clef est maintenue abaissée plus ou moins longtemps.

La rupture du courant est maintenue au repos par un ressort R. Dans cette position, le levier maintient la ligne fermée sur l'appareil récepteur de la station, le bouton V étant en contact avec E, qui communique avec ce récepteur.

**7. Alphabet Morse.** — Les lettres sont représentées par des successions conventionnelles de fermetures de circuit longues ou brèves. Les signaux longs se nomment des *traits*, nom emprunté à l'appareil récepteur que nous allons décrire, et les signaux courts se nomment des *points*. On a choisi les signaux les plus simples pour les lettres les plus fréquemment employées, de manière à réduire le temps des communications.

Nous donnons ci-dessous le tableau de l'alphabet Morse :



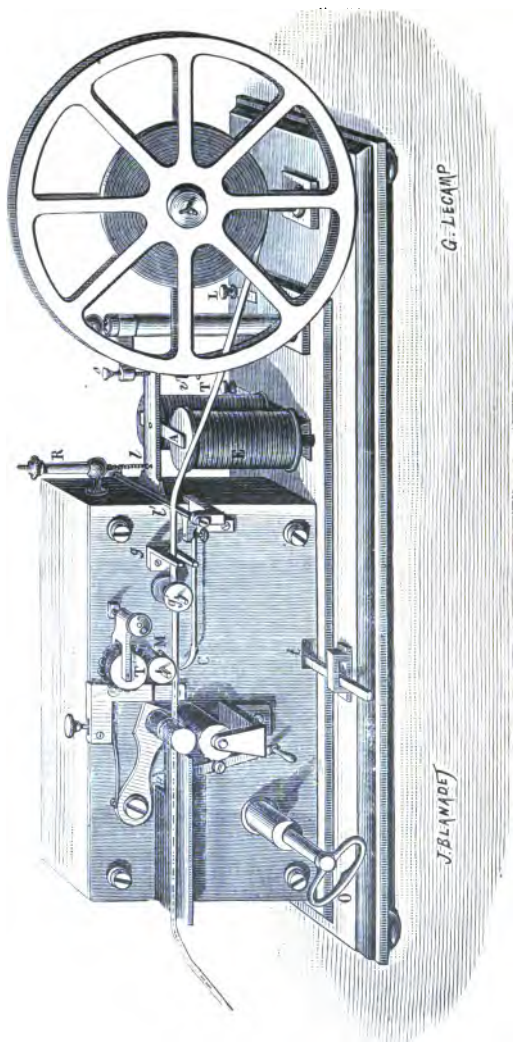
TABLEAU DES LETTRES.

<i>a</i>	--	<i>m</i>	---
<i>b</i>	----	<i>n</i>	--
<i>c</i>	-----	<i>o</i>	-----
<i>ch</i>	-----	<i>p</i>	-----
<i>d</i>	----	<i>q</i>	-----
<i>e</i>	-	<i>r</i>	----
<i>é</i>	-----	<i>s</i>	----
<i>f</i>	-----	<i>t</i>	---
<i>g</i>	-----	<i>u</i>	---
<i>h</i>	----	<i>v</i>	-----
<i>i</i>	--	<i>w</i>	-----
<i>j</i>	-----	<i>x</i>	-----
<i>k</i>	-----	<i>y</i>	-----
<i>l</i>	----	<i>z</i>	-----

**8. Récepteur de Morse.** — L'appareil récepteur de Morse se compose d'un électro-aimant E (*fig. 2*), qui attire une pièce de fer doux toutes les fois qu'il est parcouru par un courant. Un ressort antagoniste R ramène cette pièce au repos toutes les fois que le courant est rompu. On peut facilement enregistrer ces mouvements avec leur durée, de manière à conserver une trace écrite des dépêches.

Pour cela, un mouvement d'horlogerie fait

Fig. 2.



défiler une feuille de papier avec une vitesse constante au-devant d'une pointe C mue par le contact de l'électro-aimant. Celle-ci, se trouvant au-dessous de la bande de papier, la soulèvera quand l'électro-aimant fonctionnera. Au-dessus et à une petite distance se trouve une molette M mue par le mouvement d'horlogerie et qui est constamment en contact avec un tampon T en forme de roulette, imbibé d'encre grasse. La pointe, commandée par l'électro-aimant, appuie alors, toutes les fois qu'elle est soulevée et pendant tout le temps de son soulèvement, le papier sur la molette enduite d'encre grasse; il se produit donc sur celui-ci, dont la vitesse est constante, un trait d'autant plus long que la durée du courant dans l'électro-aimant a été plus longue.

Cet enregistrement a l'avantage de laisser une trace des dépêches, mais il a l'inconvénient d'exiger un appareil compliqué. On peut, dans beaucoup de cas, le supprimer.

Les employés habitués aux signaux Morse arrivent en effet très facilement à comprendre les signaux à l'oreille seule, car le contact de l'électro-aimant fait un petit bruit toutes les fois qu'il vient toucher le noyau et un autre toutes les fois qu'il revient à l'équilibre. L'in-

tervalle de ces deux bruits est plus faible pour les signaux très brefs qui correspondent au point de l'alphabet Morse que pour les signaux plus longs qui correspondent au trait. On correspond fréquemment par ce seul procédé, surtout en Angleterre et en Amérique. Ces appareils sont appelés *parleurs*. Nous insistons un peu sur ce procédé, qui peut être employé dans la Télégraphie sans fils.

**9. Récepteurs des lignes sous-marines.** — Dans le cas des lignes sous-marines, l'énergie du courant est très faible, car on ne peut employer de forces électromotrices considérables sans dégrader l'isolant des câbles si coûteux dont on fait usage dans ce cas. On est obligé alors d'employer des galvanomètres extrêmement délicats pour déceler les très petits courants qui peuvent se produire dans ces conditions. Le courant donne avec ces appareils une déviation à droite ou à gauche, suivant son sens. Il suffit alors d'envoyer des courants de sens convenable et dans un ordre déterminé pour faire les signaux, en convenant que la déviation à gauche représente un point de l'alphabet Morse et que la déviation à droite représente un trait.

On a ainsi un moyen de lire des dépêches à l'œil ou de les enregistrer photographiquement. Le dernier procédé serait trop compliqué pour une exploitation industrielle et le premier est fatigant pour l'observateur. C'est pour remédier à ces inconvénients que Lord Kelvin a imaginé l'appareil connu sous le nom de *siphon recorder*. Le nom de cet appareil vient du système d'inscription dont nous ne parlerons pas. Le seul point qui nous intéresse est relatif au procédé par lequel, dans cet appareil, on obtient un couple notable avec un courant très faible.

Un cadre mobile, formé par un grand nombre de tours de fils, est placé dans un champ magnétique dû à un électro-aimant puissant. Il y est maintenu par deux fils métalliques verticaux dont le supérieur le tient suspendu et l'inférieur le maintient en place par sa tension. Ces deux fils donnent au cadre une position fixe. Leur torsion s'oppose à ses mouvements. Ils servent aussi à amener le courant dans l'appareil. Quand celui-ci passe, le cadre tend à être dévié par le champ magnétique. Le couple est proportionnel au produit de l'intensité qui passe dans le cadre par la force magnétique agissante.

La déviation est limitée par la torsion du fil de suspension.

On voit que le couple peut être rendu, théoriquement, aussi grand qu'on le veut en augmentant la puissance du champ. Pratiquement, des phénomènes accessoires empêchent d'aller au delà d'une certaine limite, mais on peut cependant, par ce procédé, arriver à enregistrer des dépêches venues par câbles sous-marins.

#### **10. Élimination des courants telluriques. —**

Dans les longs parcours, les câbles sont soumis à des différences de potentiel considérables de la part de la terre elle-même, qui est parcourue constamment par des courants telluriques continus, ou du moins à variations très lentes. Il faut donc, dans les grandes lignes, comme les lignes sous-marines, supprimer l'action sur les appareils des courants continus, car ceux-ci sont extrêmement grands par rapport à ceux qu'on emploie dans les communications télégraphiques. C'est pour cela que Varley a imaginé de couper la ligne au moyen d'un condensateur de capacité suffisante. Dans ces conditions, il n'y a que les variations assez rapides du courant qui puissent donner dans la

ligne une intensité notable décelable au moyen des galvanomètres.

On a ainsi, au fond, un appareil dans lequel on mesure balistiquement les quantités d'électricité envoyées par un signal. On emploie déjà franchement des ondulations électriques, presque des ondes de Télégraphie sans fils.



---

## CHAPITRE II.

### MODÈLE MATÉRIEL DE TRANSMISSION D'ÉNERGIE.

**11. La période variable.** — Dans ce qui précède, nous avons supposé que les signaux télégraphiques étaient produits par un courant qui s'établit instantanément dans le fil de ligne et qui même y acquiert immédiatement sa valeur maxima. Il nous reste à étudier la période variable de l'établissement du courant. On ne peut en effet éviter, en Télégraphie par fils, cette période variable, puisque le caractère essentiel des signaux est d'employer des discontinuités systématiques du courant. Nous sommes maîtres, quand nous fermons un signal Morse, de faire durer plus ou moins longtemps la fermeture du courant. Mais, une fois la ligne établie, nous ne pouvons plus rien pour modifier la période variable qui correspond à la fermeture et à la rupture de chaque signal. Si cette période est extrêmement courte, elle n'aura qu'une influence minime sur le résultat



final. Si, au contraire, elle a une valeur notable, elle pourra avoir une influence très mauvaise, en allongeant le temps nécessaire aux communications.

**12. Assimilation au pendule.** — Essayons de comprendre ceci par un exemple matériel : Soit un pendule à l'état de repos et plongé dans un liquide. Écartons-le de sa position d'équilibre en lui donnant un petit choc. Le pendule va se mettre à osciller suivant les lois connues, c'est-à-dire qu'il va s'écarter de sa position d'équilibre jusqu'à ce que le travail de la pesanteur et des résistances passives ait atteint la valeur numérique de la force vive communiquée par le choc. A ce moment le pendule reviendra vers sa position d'équilibre. Nous avons supposé qu'il est plongé dans un liquide ; il est donc soumis à des frottements considérables, et son mouvement, comme on dit, sera très amorti. Mais ce qui le caractérisera toujours, ce sera le temps mis par le pendule pour revenir à sa position d'équilibre, quand le choc brusque qui l'en a écarté a une valeur toujours la même (1).

---

(1) Nous supposons que le pendule est très amorti. Il

Si maintenant nous envoyons un deuxième choc dans le même sens que le premier, au moment où le pendule repassera au zéro le mouvement recommencera. Si, au contraire, on envoie le choc en sens inverse, le mouvement se produira en sens inverse, et tout sera parfaitement net. L'observation du pendule permettrait de lire exactement la succession des chocs et de dire quel a été leur sens. Nous sommes donc dans les conditions où l'on pourrait faire des signaux nets par les conventions de Morse, en remplaçant les points et les traits par des déviations dans les deux sens. Mais, comme on le voit immédiatement, on a supposé que le pendule avait eu le temps, entre deux chocs successifs, d'opérer une oscillation complète. Ce qui limite dans ce cas le temps qui devra séparer deux signaux, ce sont les dimensions mêmes du pendule.

Si maintenant nous supposons que les chocs se succèdent plus rapidement, il est aisé de voir que l'interprétation des signaux deviendra difficile, au moins quand il y aura une différence notable entre leur période et la période

---

n'est donc plus soumis aux lois d'oscillation du pendule simple. Le temps écoulé entre deux passages au zéro dépend alors de la vitesse avec laquelle le zéro a été quitté.

propre d'oscillation du pendule. En effet, dans ce cas, le pendule prendra une élongation fixe autour de laquelle il n'aura plus que de très petites oscillations. Celles-ci seront d'ailleurs très irrégulières, au moins tant que la synchronisation ne sera pas établie entre le pendule et les chocs successifs. Si, en effet, le pendule est amorti, ce que nous avons supposé, on démontre mathématiquement et l'expérience vérifie que la synchronisation doit se produire. Mais elle se produit après une période variable, pendant laquelle les résultats des chocs successifs sont tout à fait impossibles à prévoir. Si, au lieu d'opérer par une série de chocs réguliers et régulièrement espacés, nous opérons par une succession de chocs variables de sens et différemment espacés, la période variable ne sera jamais terminée, et aucune relation nette n'existera entre les mouvements du pendule et la cause excitatrice.

**13. Inconvénients de la période variable.** — Nous voyons donc que, dans le cas de la Télégraphie, si la période variable relative à la ligne est un peu longue, il faudra de toute nécessité attendre qu'elle soit terminée après chaque signal, avant de produire le signal sui-

vant. Le système Morse, ou sa modification qui utilise les sens de déviation d'un galvanomètre, ne seront donc pratiquement utilisables que quand la durée de la période propre du circuit ne dépassera pas une certaine limite. Il faut, en effet, pour qu'une ligne télégraphique soit rémunératrice, que le prix des dépêches ne soit pas exagéré. Or, pour les longues lignes, et ce sont celles-là qui nous intéressent actuellement, le capital immobilisé dans les câbles est considérable. Si les signaux sont forcément très espacés, le débit de la ligne est très limité, et le prix de la dépêche deviendra inadmissible. L'étude de la période variable du courant est donc de la plus haute importance, au point de vue de la Télégraphie ordinaire. Nous verrons plus loin qu'elle nous conduit directement à comprendre ce que c'est que la Télégraphie sans fils.

Tout ce que nous venons de dire est bien trop simple encore pour comprendre vraiment ce qui se passe dans un câble sous-marin. Nous verrons en effet, tout à l'heure, que dans les phénomènes électriques il y en a qui sont dus à des causes tout à fait analogues à l'inertie de la matière et à son élasticité, la matière inerte et élastique étant uniformément répartie le

long de la ligne. Si donc nous voulons nous fixer les idées par une assimilation, nous ne devons plus considérer un pendule formé d'une masse pendue à un fil rigide et inextensible. Il nous faut passer maintenant à une assimilation plus complexe, mais qui sera plus précise que la précédente.

**14. Assimilation hydraulique.** — Supposons deux vases communiquant entre eux par un tube, et contenant de l'eau. Exerçons une pression sur la surface de l'un d'eux, il va y avoir une différence de niveau; puis ouvrons un large robinet pour que l'air comprimé puisse s'échapper. Le liquide tendra à reprendre son niveau, et il exécutera autour de sa position d'équilibre une série d'oscillations amorties. Elles seront amorties à cause du frottement sur les parois des vases, et surtout sur les parois du tube de communication. La force vive se transformera en chaleur en ces points. La durée de l'oscillation dépendra essentiellement de la grandeur de la masse d'eau mise en mouvement. Il faudra que le frottement sur le tube devienne considérable pour arriver à allonger notablement cette période d'oscillation. Dans ce cas, il peut y avoir allongement de la période assez

grand pour que le liquide revienne à sa position d'équilibre sans la dépasser. Ce sont là des faits identiques à ceux qui se passent pour le pendule.

Mais une modification simple de l'appareil va lui donner des propriétés très différentes. Supposons que le tube de communication soit en caoutchouc. Quand la pression du liquide augmentera, le caoutchouc se dilatera, absorbant ainsi de la force vive. Puis, quand la pression diminuera, il restituera cette énergie au liquide. Il faudra donc tenir compte de ces variations inévitables dans le calcul du phénomène de retour à l'équilibre du système, et il faudra tenir compte non seulement des variations de pression et de l'emmagasinement de force vive qui leur correspond, mais encore des variations de contenance en chaque point du tube élastique. Bien entendu, le frottement sur les parois joue un rôle dans ce phénomène comme dans le précédent. On conçoit aisément que, dans ces deux systèmes, il existe un régime bien net d'oscillation par lequel se fera le retour à l'équilibre quand celui-ci aura été dérangé. Mais il faut pour cela, évidemment, que le tuyau de caoutchouc ne soit soumis à aucune perturbation trop brusque. Analysons,

en effet, ce qui peut se passer. Nous savons que, si l'on exerce une compression à une extrémité d'un tube de caoutchouc, il s'y produit une dilatation localisée; puis, les parois du tube restituant ensuite le travail qui y a été dépensé, déforment de proche en proche les parois des parties voisines, et il se propage une onde le long du tube de caoutchouc. Si donc nous considérons maintenant le résultat d'une compression durant un temps petit, mais fini, nous comprendrons immédiatement ce qui va se passer d'après ce qui vient d'être dit. Nous aurons tout d'abord un gonflement à l'origine du tube, car l'inertie de la masse située en avant et le frottement dans le tube s'opposeront à son ébranlement immédiat; puis, l'effet continuant, il viendra un moment où le liquide du centre du tube se laissera repousser vers les parties voisines, qu'il dilatera, plutôt que de dilater encore les parois immédiatement en contact. Nous voyons donc qu'il se formera une onde allongée; puis, l'action primitive cessant à son tour, les parois gonflées deviendront elles-mêmes l'origine d'une nouvelle perturbation de même sens. Il y aura donc encore allongement de la partie gonflée, et cet allongement sera d'autant plus grand que la partie mise en jeu pendant l'im-

pulsion initiale sera elle-même plus grande. Le temps mis par la masse dérangée à reprendre son équilibre sera en effet d'autant plus long que cette masse sera plus grande. En dernière analyse, il se produira le long du tube une ondulation très allongée; il y aura diffusion de la perturbation initiale le long du tube. On peut même dire que, dans ce cas, la perturbation en un point sera infiniment longue, car le retour au repos de la première tranche ébranlée ne se fera qu'au bout d'un temps fort long, le régime établi lui imposant de mettre en mouvement une fort grande masse de liquide, ce qui lui donne une durée considérable.

Une autre cause encore allonge la période variable, c'est la résistance due au frottement. Celle-ci n'entre en jeu que quand elle est très grande, comme dans le cas du pendule amorti. Mais elle peut atteindre une valeur telle qu'elle soit prépondérante dans le phénomène.

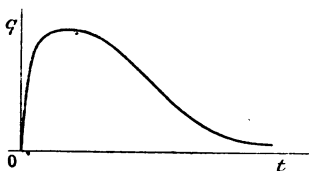
Soit, en effet, un tube mince, mais très dilatable. Le choc initial produira un renflement considérable, et il faudra très longtemps à la quantité de liquide ainsi emmagasinée pour s'écouler par le tube mince qui oppose une grande résistance au mouvement du liquide.



On conçoit que sous cette seule action il puisse y avoir un allongement considérable de la durée de la perturbation.

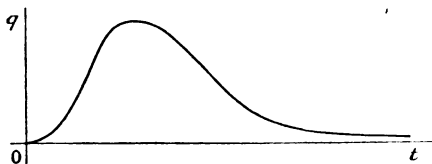
Si donc nous représentons en fonction du temps la vitesse du liquide qui passe dans la première tranche, nous aurons quelque chose d'analogue à la *fig. 3*; puis, à mesure que nous

Fig. 3.



considérerons des tranches de plus en plus éloignées, les courbes se transformeront comme

Fig. 4.

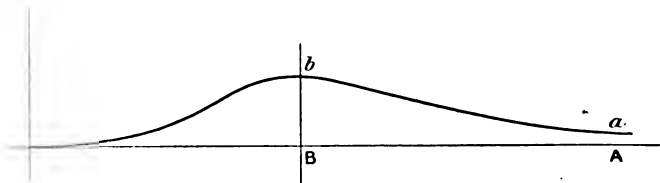


dans les *fig. 4* et *5*, avec cette condition, que l'aire de toutes ces courbes soit la même.

Supposons maintenant que la perturbation à

l'origine ne soit pas si simple, mais qu'au contraire elle soit produite par une série de pulsations. Même si les pulsations successives sont distinctes à l'origine, c'est-à-dire si la pre-

Fig. 5.



mière perturbation est revenue à peu près au zéro à l'origine quand la deuxième se produit, nous voyons, par l'allongement des courbes successives, qu'à mesure que l'on s'éloignera de l'origine, les perturbations seront de moins en moins distinctes, et que finalement toute trace de pulsation disparaîtra.

L'expérience vérifie en détail ces prévisions, et elle a été faite soigneusement par les physiologistes. Le cas d'un système de distribution de liquide alimenté par une série de perturbations, avec des conduits à parois élastiques, est en effet le cas de la circulation. L'expérience a montré à M. Marey que, lorsque l'on produit une série de perturbations à l'origine

d'un tuyau de caoutchouc soumis à une pression d'eau intermittente, l'écoulement à l'autre bout est pratiquement continu, quand la longueur du tuyau est suffisante. D'ailleurs, cet écoulement continu est beaucoup plus considérable que l'écoulement intermittent qui se produit quand, au lieu d'un tuyau de caoutchouc, on a un tuyau à parois rigides.

Nous comprenons immédiatement que si nous considérons, non pas le débit total, mais au contraire la faculté de distinguer les intermittences, le tuyau de caoutchouc rendrait impossible toute espèce d'utilisation aussitôt qu'il aurait une certaine longueur.

Voyons maintenant un peu plus en détail ce qui va se passer à l'extrémité du tube quand nous allons envoyer une perturbation unique.

### **15. Vitesse de propagation d'un ébranlement.**

— Nous allons tout d'abord établir expérimentalement ce fait, que la vitesse de propagation d'un ébranlement est une propriété caractéristique d'un milieu déterminé, et indépendante de la période de cet ébranlement. Nous avons d'abord l'exemple du son. On a vu par toutes les expériences que la vitesse de propagation du son était indépendante de sa hauteur, qu'elle

variait avec la pression et la température. Pour la lumière, on a vu qu'il en était de même. Enfin, une expérience de cours, facile à répéter, permet de voir le même fait. Prenons un tube de caoutchouc, fixons-le à un bout, et tenons-le à la main de l'autre, en le laissant très lâche pour commencer. Agitons vivement la main qui en tient une extrémité, nous verrons une onde se propager le long du tube. Elle sera très nettement visible et, si le tube a 5<sup>m</sup> ou 6<sup>m</sup> de longueur, on verra très nettement le temps mis par l'ébranlement pour aller d'une extrémité à l'autre. Si maintenant nous tirons sur le tube de manière à augmenter beaucoup son coefficient d'élasticité, nous augmenterons par cela même la vitesse de propagation de l'ébranlement le long de ce tube, et l'expérience pourra être réglée de manière que le temps mis par un ébranlement pour aller d'une extrémité à l'autre soit tout à fait inappréciable à l'œil. Cette expérience peut être faite d'ailleurs d'une manière rigoureuse. Il suffit pour cela de placer en deux points du tube le long duquel on veut mesurer la vitesse de propagation de l'ébranlement, des capsules manométriques, mises en communication soit avec une même flamme qu'on étudie au miroir

tournant, soit avec une même capsule disposée de manière à mouvoir un levier inscripteur. C'est la disposition employée constamment en Physiologie depuis M. Marey et connue sous le nom de *tambour de Marey*. Le style inscrivante sur un cylindre enregistreur donnera un petit crochet lorsque l'onde passera en chacun des points où il y a une capsule. La vitesse de rotation du cylindre étant fixe, la distance des deux crochets correspondant aux deux capsules placées sur le tube permet de calculer immédiatement la vitesse de propagation d'un ébranlement le long du tube en expérience. On vérifie ainsi que, conformément à la théorie, la vitesse de propagation augmente quand le coefficient d'élasticité augmente lui-même, et qu'elle est une caractéristique de l'état de tension du tube, indépendante de la période de l'ébranlement.

**16. Causes d'erreur dans la mesure d'une vitesse de propagation.** — Revenons maintenant au cas de la propagation d'une perturbation lente. Nous avons compris comment, lorsque cette perturbation se produisait, l'élasticité des parois l'allongeait encore. Mais l'ébranlement dû au commencement de la perturbation va se

propager avec la vitesse caractéristique du milieu ébranlé. Donc il y aura commencement d'ébranlement de l'extrémité du tube plein d'eau que nous avons considéré précédemment, au bout du temps nécessaire à un ébranlement pour aller, avec cette vitesse, d'un bout à l'autre du tube. Ceci correspond au moment où la tête de l'onde A (*fig. 5*), par exemple, arrive au point considéré. Mais ce n'est qu'un temps  $AB$  après ce commencement que la perturbation atteindra son maximum. Si donc nous voulons mesurer la vitesse de propagation d'un ébranlement le long d'un tube en employant la perturbation due à un ébranlement de longue durée, nous voyons immédiatement que le nombre trouvé dépendra essentiellement de la sensibilité de l'appareil employé pour déceler l'arrivée de l'onde. Soit, en effet, un appareil suffisamment sensible pour fonctionner lorsque la vitesse du liquide sera  $Aa$ , il nous indiquera une vitesse de propagation plus grande qu'un autre appareil qui ne fonctionne que lorsque la vitesse sera  $Bb$ .

Dans le cas des ébranlements lents dont nous avons parlé, il faudra, pour pouvoir mesurer la vitesse réelle de propagation des ébranle-

ments le long du tube, opérer avec des appareils infiniment sensibles.

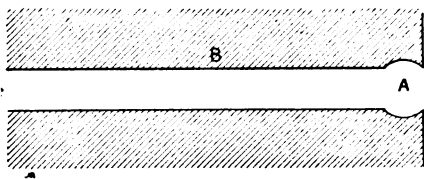
#### 17. Résumé des causes de l'étalement de l'onde.

— Précisons la cause de cet étalement de l'onde, dans le cas qui nous a occupé jusqu'ici : nous voyons qu'il tient à ce fait qu'une longueur donnée du tube de caoutchouc a une contenance qui varie avec la pression exercée à l'intérieur du tube et à ce que l'inertie du liquide et le frottement s'opposent au mouvement immédiat. On peut exprimer le fait en appelant *capacité* l'augmentation de la contenance de l'unité de longueur, quand elle est soumise à l'unité de pression intérieure.

Si maintenant nous supposons que ce tube de caoutchouc, au moyen duquel nous venons d'étudier la diffusion de l'onde par simple capacité, est plongé lui-même dans un liquide incompressible, nous aurons à considérer une propriété nouvelle. Quand la perturbation que nous avons considérée produira une ampoule au point A (*fig. 6*), le liquide ambiant deviendra lui-même le siège d'une ondulation. Cette ondulation va se produire aux dépens de l'énergie de l'onde excitatrice, dont une partie

sera employée à ébranler le milieu ambiant. Cette énergie va se propager dans toutes les directions. Mais, comme le tube compressible est à proximité, une grande partie sera dépensée sur celui-ci, et une partie plus faible sera rayonnée. En même temps donc que la compression venue par l'intérieur du tuyau tendra

Fig. 6.



à faire écouler le liquide en B, une compression venue de l'extérieur s'opposera à ce mouvement, et il y aura ainsi une diminution de cette vitesse, et un allongement plus grand encore de la concamération due, dans le tuyau, à la perturbation produite à l'extrémité. Nous voyons que, lorsqu'il existe un milieu donnant une relation extérieure aux divers points du tube, il y aura encore diffusion de l'onde, mais par un procédé inverse de celui de la capacité. La liaison extérieure agit en empêchant la capacité de produire son effet, et en augmen-



tant la résistance due aux parois du tube. Nous augmenterons encore bien plus ce phénomène si, au lieu d'employer un tube droit, nous employons un tube enroulé en spirale. Dans ces conditions, en effet, une bien plus grande partie de l'énergie sera dépensée sur le tube, et une bien plus petite sera rayonnée.

---

---

## CHAPITRE III.

### COMPARAISON DES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUES ET DES PHÉNOMÈNES MATÉRIELS.

18. Dans le Chapitre précédent, j'ai analysé ce qui se passe dans un exemple matériel. Il faut que je montre maintenant l'assimilation possible des phénomènes électriques aux phénomènes que j'ai analysés. Je vais donc énoncer les propriétés du courant électrique, et montrer qu'elles sont exactement parallèles à celles du courant matériel étudié dans le Chapitre précédent.

19. **Idées générales sur les phénomènes électriques.** — Mais, avant d'aborder l'étude des lois électriques, je veux me mettre à l'abri d'une accusation que cette manière d'exposer les phénomènes pourrait faire porter contre moi. Il pourrait sembler au premier abord que je suis partisan de l'assimilation matérielle des courants électriques; cela est, au contraire,

tout à fait éloigné de ma pensée. Ces phénomènes, que nous allons assimiler à des transports de matière, sont, en réalité, des transports d'énergie. Ces transports se font par l'intermédiaire du milieu que nous appelons l'*éther lumineux*; nous verrons dans la suite de cet Ouvrage quelles raisons nous avons de l'affirmer. Ce milieu agit alors à la façon du milieu qui entoure notre tube de caoutchouc de tout à l'heure, et ce sont ses modifications qui produisent les phénomènes. Les modifications de ce milieu donnent lieu à un champ électromagnétique, qui, en dehors des conducteurs, dérive d'un potentiel. Ceci veut dire que, si l'on fait parcourir une courbe fermée à un corps soumis au champ, le travail dépensé ou recueilli dans ce parcours est nul.

Dans les corps dits *conducteurs*, au contraire, le champ ne dérive pas d'un potentiel, c'est-à-dire qu'en faisant décrire une courbe dans le conducteur, ou une courbe enveloppant le conducteur à un corps soumis au champ, il faudra dépenser du travail dans un sens, et l'on en recueillera dans le sens contraire. Il est suggestif de rapprocher ceci du fait connu que le conducteur chauffe, c'est-à-dire

est le lieu d'une transformation d'énergie.

Or M. Vaschy a démontré le théorème suivant : « Étant donné un champ de force quelconque, on peut rendre compte numériquement de ce champ de force, sans faire aucune hypothèse sur sa nature intime, en considérant deux espèces de masses. Les unes, appelées *masses scalaires*, sont réparties sur les surfaces où la force est discontinue, et sont proportionnelles en chaque point à cette discontinuité. Les autres, appelées *masses vectorielles*, existent au point où la force ne dérive pas d'un potentiel. Elles ont une direction déterminée, et agissent en raison inverse du carré des distances, proportionnellement à leur grandeur et au sinus de l'angle que fait la direction considérée avec la direction de la masse vectorielle (\*). »

On reconnaît là les masses de Coulomb de l'électrostatique ou du magnétisme, et les intensités de courant qui agissent suivant la loi

---

(\*) Il y a aussi d'autres masses pour M. Vaschy; elles sont identiques aux masses hypothétiques de Laplace en électricité pour les masses scalaires. Pour les masses vectorielles, il y a aussi d'autres masses aux points où il y a discontinuité. Nous ne les envisageons pas, car elles se produisent dans des cas particuliers qu'on peut éviter.

de Laplace. Le théorème de Vaschy nous apprend donc que les masses électrostatiques et les intensités de courant n'ont aucune réalité objective. Ce ne sont pas, d'une part, une véritable matière répartie sur les conducteurs, d'autre part, cette matière en mouvement. Mais le théorème de Vaschy nous montre que nous pouvons faire usage de ces conceptions en restant conformes à l'expérience. En un mot, *tout se passe comme si les masses électriques existaient.*

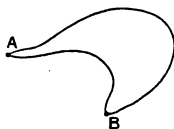
C'est donc par ce moyen que l'exposé suivant sera fait, mais je tenais absolument, avant de commencer, à établir qu'il ne faut pas chercher des idées fondamentales sur la nature des choses dans un simple mode d'exposition.

Nous supposerons connues, dans ce qui va suivre, les lois élémentaires des phénomènes électriques. Nous ne nous occuperons pas de définir les masses hypothétiques de Coulomb, qui permettent de calculer le champ, et dont Vaschy a montré la nature purement mathématique. Nous dirons un mot seulement de la définition du potentiel.

**20. Du potentiel et de la capacité électrique.**  
— Les expériences de Coulomb et de Faraday

ont défini l'existence, à la surface des corps jouissant de la discontinuité électrique, de masses mesurables au moyen d'une unité mécaniquement définie. Supposons maintenant que cette unité soit petite et que le corps qui la porte soit déplacé dans un champ électrique. Si l'unité est assez petite et le champ assez grand, la présence de la petite unité ne le modifiera pas sensiblement. Celle-ci sera d'ailleurs soumise à une force, et son déplacement exigera un travail, positif ou négatif. On peut amener cette unité d'électricité en un point quelconque du champ, et l'on démontre que le travail dépensé pour aller d'un point A (fig. 7)

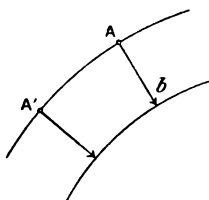
Fig. 7.



à un point B est indépendant du chemin parcouru entre A et B. Le travail dépensé pour amener la masse unité d'un point à l'infini, où le champ est nul, en un point A, caractérise donc une propriété électrique bien définie du point A. Ce travail se nomme le *potentiel*

en A. Le potentiel, qui est défini par un travail, est intimement lié à la force qui agit sur le corps explorateur. Cette liaison est facile à saisir. Le point A (*fig. 8*) fait évidemment partie d'une surface sur laquelle le potentiel a la même valeur. Il y a en effet autour de A des

Fig. 8.



points à potentiel moins élevé, d'autres à potentiel plus élevé. Pour passer des uns aux autres, il faut qu'il y en ait au même potentiel que A. La force ne peut être que normale à la surface qui contient ces points, car, par la définition même du potentiel, le travail pour aller de A en A' en passant par l'infini serait nul. Donc, pour aller de A en A' le long de la surface, le travail est nul aussi. Or, si A et A' sont très voisins, les forces en A et A' seront très voisines et, pour que le travail soit rigoureusement nul, il faut que la force soit normale au chemin AA'. Donc la force est normale aux

surfaces équipotentiellés. L'expérience nous apprend que cette force est partout normale aux conducteurs électrisés. Ceux-ci ont donc pour surface une surface équipotentielle. Si d'ailleurs on pratique une cavité dans un conducteur, on n'y observe jamais aucune force électrique provenant de l'extérieur. Donc toute la masse d'un corps conducteur en équilibre est au même potentiel.

Ce potentiel mesure le travail nécessaire pour amener une unité d'électricité de l'infini jusqu'en un point quelconque du corps; il est, par conséquent, proportionnel à la charge du corps, définie par les expériences de Coulomb, puisque la force est proportionnelle à cette charge; nous pouvons donc dire que la charge d'un corps électrisé est proportionnelle à son potentiel. Le facteur de proportionnalité s'appelle la *capacité* du corps conducteur.

**21. Courant électrique.** — Si maintenant nous passons aux phénomènes variables du champ électrique ainsi défini, nous voyons que, si nous considérons deux capacités réunies subitement par un fil conducteur convenable, il se produit dans celui-ci un phénomène donnant lieu à des actions nouvelles, l'aimant est



dévié, et le fil de réunion chauffe. Ceci étant terminé, les deux capacités seront au même potentiel ainsi que le fil. On peut donc calculer la quantité d'électricité qui a passé de l'un à l'autre. On s'aperçoit que l'élongation maxima de l'aimant est proportionnelle à cette quantité, et l'échauffement au carré de cette quantité. Mais l'action sur l'aimant peut ne pas être seulement subite. Si l'on maintient la différence de potentiel entre deux points d'un conducteur au moyen d'une pile, appareil qui entretient en régime permanent l'énergie dépensée sous forme de chaleur dans le conducteur, on s'aperçoit que l'aimant a une déviation constante et que chaque point du fil reste à un potentiel constant. On exprime ce fait en disant qu'il passe dans le fil un flux constant d'électricité, une *intensité de courant* constante.

Voyons ce que nous devons conclure de là au sujet de ce qui se passe quand un courant électrique s'établit dans un fil.

**22. Effet de la capacité électrique sur la période variable.** — Nous savons que tout se passe comme si un courant de fluide hypothétique de Coulomb s'établit dans le fil. Celui-ci

jouira en chacun de ses éléments d'un certain potentiel en régime final, et il faudra pour l'y porter qu'il y ait en ce point une certaine quantité d'électricité accumulée, car chaque élément du fil a une certaine capacité. Nous voyons donc que, au point de vue de la propagation de l'onde électrique de fermeture, tout va se passer en ayant égard à la capacité seule du fil conducteur, comme cela se passe dans le schéma du Chapitre précédent, quand le tube de caoutchouc n'est pas plongé dans un liquide, quand il ne se passe que des effets dus à la dilatation du caoutchouc sous l'influence de la pression. Il est bien entendu qu'il faut, pour cela, qu'il y ait quelque chose d'analogue au frottement de l'eau dans le tube : c'est la résistance électrique. Nous devons alors assimiler le potentiel en un point, à la pression sous laquelle le liquide s'écoule et qui produit, dans chaque section du fil, une augmentation de *contenance* égale au produit de la *capacité* par le potentiel, comme, dans le cas du tube de caoutchouc, il y avait une augmentation de la contenance pour le liquide égale au produit de la pression par un coefficient convenable.

Nous voyons immédiatement ainsi que, par le seul effet de la capacité inévitable d'un fil

métallique, il y aura allongement d'une perturbation électrique quand elle se propagera le long d'un fil.

Prenons donc un fil isolé sur toute sa longueur et dont une extrémité est à la terre; portons l'autre extrémité à un potentiel plus élevé, pendant un temps très court. Il se produira une perturbation qui va se propager le long du fil avec sa vitesse caractéristique, c'est-à-dire que, si cette vitesse est  $V$ , un point du fil, situé à une distance  $e$ , commencera à être ébranlé au bout d'un temps  $t = \frac{e}{V}$ . Mais l'ébranlement ne cessera pas après avoir duré un temps égal à la durée du contact produit à l'extrémité du fil. Il sera d'autant plus long et le potentiel maximum sera d'autant moins élevé que le point considéré sera plus éloigné de l'origine. C'est ce qu'on appelle la *diffusion* du courant; que nous avons analysée dans notre assimilation hydraulique.

Nous voyons tout d'abord que cette diffusion sera d'autant plus grande que la capacité en chaque point du fil sera plus grande. Or l'Électrostatique nous apprend que la capacité d'un conducteur est d'autant plus grande qu'il est plus près d'autres conducteurs. La diffu-

sion du courant devra donc être d'autant plus grande que le fil où se fera l'expérience sera plus près de la terre ou d'autres fils conducteurs. Au point de vue de la diffusion, la situation de fils télégraphiques voisins les uns des autres est mauvaise, ainsi que le voisinage de la terre.

Ceci est bien plus marqué encore dans les câbles sous-marins où un isolant relativement mince sépare le fil conducteur proprement dit d'une armature métallique destinée à donner au câble la résistance mécanique indispensable pour résister à la pose et aussi aux efforts des courants d'eau sous-marins.

**23. Résistance électrique.** — Disons un mot maintenant sur la constante qui joue le rôle du frottement dans l'expérience hydraulique qui nous sert de schéma. La résistance électrique règle la quantité d'électricité qui peut s'écouler par unité de temps sous une différence de potentiel déterminée, et en même temps elle produit une consommation d'énergie sous forme de chaleur. Cette résistance, on le conçoit facilement, si elle devient assez grande, pourra augmenter notablement le temps nécessaire en un point du fil pour qu'il atteigne son potentiel final.

**24. Induction.** — Nous venons de voir l'effet produit par la capacité électrostatique jointe à la résistance; mais il y a en Électricité d'autres phénomènes encore dont nous devons tenir compte. Ce sont les courants induits.

Donnons tout d'abord le résultat de l'expérience au sujet de cette sorte de courants. Quand un circuit se meut dans un champ magnétique constant, il est le siège d'un courant, même dans le cas où aucun courant électrique ne le parcourt au début. Ce courant est tel qu'il s'oppose au mouvement du circuit. La dernière partie de l'énoncé est due à Lenz.

Le même effet se produit si deux courants sont en présence. Chaque courant produit, en effet, un champ magnétique au même titre qu'un aimant. Si donc on éloigne l'un de l'autre deux courants, il y aura production, dans chacun d'eux, d'un courant induit qui se superposera au courant existant, et qui tendra à s'opposer au mouvement.

Ce sont là des effets dus uniquement à la variation du champ magnétique au point où se trouve un circuit. Si donc nous avons deux circuits en présence, dont l'un appelé *primaire* et parcouru par un courant, le second circuit sera parcouru par un courant induit au mo-

ment où l'on rompra le premier. Cela tient à ce que le champ magnétique dû au premier circuit variera de la valeur initiale à zéro.

Nous voyons donc que, quand nous nous occupons de la période variable d'un circuit électrique, nous devons de toute nécessité nous préoccuper des circuits qui existent aux alentours.

Cela ne suffit pas encore. Chaque partie du circuit lui-même a une action sur les parties voisines. Il doit donc y avoir dans ce cas encore un effet analogue à celui que nous venons d'indiquer dans le cas de deux courants distincts. Produisons une perturbation à une extrémité d'un circuit. Il y aura en ce point un état variable et, par conséquent, courants induits dans les parties voisines. Ces courants s'opposeront à l'établissement du champ de force créé par le courant qui tend à se produire, d'après la loi de Lenz. Il y aura donc un courant de sens inverse au courant actif qui naîtra au moment de la fermeture du circuit, et un courant de même sens au moment de la rupture. Ce dernier tend, en effet, à empêcher la production de l'état final, qui est la suppression du champ.

**25. Énergie du courant induit.** — Nous savons que la production d'un courant absorbe de l'énergie. Il faut donc que l'énergie du courant induit soit empruntée à l'énergie primitive de l'ondulation. Mais nous pouvons aller plus loin encore et nous faire une image de la façon dont cette énergie est mise en jeu.

L'expérience nous apprend que les effets d'induction sont dus à quelque chose qui se propage dans l'espace autour du circuit primaire. Pour le phénomène d'induction du circuit sur lui-même ou de *self-induction*, comme on dit, il en est de même, et l'expérience à ce sujet est frappante.

Prenons, en effet, un fil déterminé et étendons-le d'abord en ligne droite. Les phénomènes de self-induction se manifesteront par une certaine étincelle de rupture, par exemple. Enroulons maintenant ce fil sur lui-même pour en former une bobine, nous verrons les effets de self-induction devenir bien plus considérables. Plaçons du fer doux dans l'enroulement, et les effets seront encore bien plus marqués. Il y a, dans ce cas, un phénomène concomitant : c'est la création d'une aimantation dans le fer, qui se traduit à l'extérieur par une augmentation considérable du champ ma-

gnétique, pour une même intensité de courant circulant dans le fil conducteur.

**26. Énergie de milieu.** — Ce n'est donc pas du fil lui-même que dépendent les phénomènes qui nous occupent, mais bien du milieu interposé. Si nous reprenons notre assimilation du Chapitre précédent, tout se passe, dans le cas de l'aimantation, comme si le milieu dans lequel est plongé le tube, et auquel sont dus des phénomènes analogues à ceux de la self-induction, augmentait de densité et exigeait pour son déplacement une énergie plus considérable. Nous voyons donc l'analogie se resserrer entre les phénomènes d'induction électrique et les phénomènes de propagation d'un ébranlement dans un tuyau élastique rempli de liquide, entouré d'un milieu incompressible doué d'inertie. L'extensibilité du tuyau joue le même rôle que la capacité électrostatique, l'inertie du milieu ambiant et son incompressibilité, le même rôle que la self-induction. Nous pouvons donc prendre comme types de phénomènes électriques les phénomènes mêmes que nous avons décrits au Chapitre précédent.

Si donc nous avons un circuit résistant, doué de capacité en chacun de ses points et de



self-induction, ou de l'un ou l'autre, nous verrons s'y produire des phénomènes d'oscillations doués d'une diffusion plus ou moins grande, suivant les circonstances. Nous allons décrire certaines expériences électriques à ce sujet, mais, avant de les indiquer, nous allons faire une réserve de plus au sujet des assimilations matérielles des phénomènes électriques.

**27. Divergence entre les phénomènes électriques et les phénomènes hydrauliques.** — Nous avons montré l'existence, dans les phénomènes électriques, de propriétés analogues à certaines propriétés du système matériel du précédent Chapitre, et nous nous en sommes servi pour faire comprendre la diffusion des ondes électriques, qui va être décrite ultérieurement par ses effets. Nous pourrions en déduire des conséquences importantes encore au sujet des ondulations de la Télégraphie sans fils. Mais il y a un point faible à cette assimilation, et nous allons le faire ressortir pour terminer ce Chapitre.

Les courants électriques sont régis par certaines lois dont nous ne voulons pas donner ici la forme mathématique. Les phénomènes de self-induction de même.

Or nous savons que, par certaines équations dues à Lagrange, la Mécanique rationnelle nous apprend à calculer les forces qui lient deux parties d'un système quand on connaît les fonctions qui expriment, pour le système, d'une part l'énergie cinétique ou de mouvement, et d'autre part l'énergie potentielle, c'est-à-dire l'énergie réversible emmagasinée aux dépens de l'énergie cinétique par le travail des forces agissantes.

Nous ne pouvons pas, malheureusement, indiquer comment Maxwell a déduit de ces équations générales de Lagrange et des lois expérimentales des courants électriques que l'énergie mise en jeu dans le phénomène de self-induction était emmagasinée dans le milieu diélectrique sous forme d'énergie cinétique. Or, dans notre exemple, si nous supposons le régime permanent établi, le tuyau de caoutchouc s'étant dilaté, aura déplacé le liquide ambiant, dont la surface libre se sera élevée. Nous aurons donc emmagasiné de l'énergie, qui sera récupérée lorsque la pression intérieure aura cessé d'agir. Mais c'est de l'énergie sous la forme potentielle et non sous la forme cinétique. Nous voyons donc là une différence essentielle entre le phénomène matériel qui nous

sert de guide et le phénomène électrique. Il y en a une autre, encore plus profonde peut-être.

M. Poynting a énoncé un théorème dont M. Poincaré a donné une démonstration rigoureuse et qui est le suivant : « Quand il existe en un point une force électrique et une force magnétique liées l'une à l'autre, c'est-à-dire dues à une seule et même cause commune, il existe un vecteur normal à la force électrique et à la force magnétique, égal à leur produit, et qui représente un flux d'énergie électromagnétique. »

Si donc nous considérons un courant électrique, nous devons considérer en tout point de l'espace une force électrique et une force magnétique, dues à l'existence du courant ; il y aura par conséquent en tout point de l'espace un flux d'énergie.

Ce qui produit le *courant électrique* en régime permanent, c'est-à-dire ce qui produit l'échauffement des conducteurs par la loi de Joule, c'est de l'énergie qui lui est constamment apportée par l'intermédiaire du milieu diélectrique ambiant. On voit facilement que ce flux d'énergie entre *normalement* à la surface du conducteur.

Il est suggestif de rapprocher l'idée de

Maxwell que nous avons indiquée ci-dessus, de celle de M. Poynting. Pour Maxwell, l'énergie électromagnétique est localisée sous la forme cinétique, c'est-à-dire sous celle où elle peut se transmettre, et M. Poynting nous apprend que dans le régime permanent il y a effectivement une transmission constante d'énergie d'un point à l'autre, qui vient aboutir aux points où cette énergie est transformée sous forme de chaleur.

Dans l'image que nous avons prise au Chapitre précédent, nous avons donc remplacé l'énergie cinétique par de l'énergie potentielle.

Et cependant ceci est légitime, car nous n'avons fait qu'appliquer le théorème de M. Vaschy qui nous permet, pour le calcul du champ de force, de faire l'hypothèse d'un courant matériel circulant dans les conducteurs.

L'assimilation qui nous sert n'est donc qu'une image qui ne peut avoir en rien la prétention de nous renseigner sur le fond des choses, mais qui nous représente fidèlement les phénomènes eux-mêmes.

---

---

## CHAPITRE IV.

### ONDULATIONS PROPAGÉES ET ONDULATIONS PROPRES.

Nous avons vu dans les Chapitres II et III pourquoi nous avons le droit d'assimiler les phénomènes électriques et ceux qui se passent dans un tuyau de caoutchouc plein de liquide, quand l'équilibre de celui-ci est rompu. Nous allons maintenant décrire les expériences électriques qui montrent l'identité des résultats, et nous nous servons de cette vérification expérimentale pour tâcher d'aller plus loin.

**28. Vitesse de propagation d'un ébranlement.**  
— Nous allons nous occuper d'abord du cas le plus général, celui où le tube de caoutchouc auquel nous assimilons le conducteur se trouve placé dans un liquide incompressible, c'est-à-dire celui où le conducteur électrique présente en tout point une capacité et une self-induction, et nous allons chercher comment un ébranlement se propage le long du fil.

La vitesse de propagation d'un ébranlement dans un milieu dépend de son élasticité, et de la masse d'un élément. Dans le cas qui nous occupe, la vitesse de propagation dépendra donc essentiellement de l'élasticité du tube de caoutchouc, en y comprenant l'effort dû au déplacement du liquide ambiant, dont le niveau s'est élevé, et aussi de la masse liquide mise en mouvement de la sorte par la dilatation d'une tranche du tube. Nous arrivons à concevoir que la vitesse de propagation d'un ébranlement dans le tube dépend essentiellement des propriétés du caoutchouc, et nous négligeons ainsi les phénomènes qui sont dus à la vitesse de propagation d'un ébranlement dans le milieu qui entoure notre tube, et qui sont négligeables comme grandeur vis-à-vis de ceux dont nous nous occupons. Nous supposons en effet essentiellement que l'ébranlement produit à l'origine de l'appareil est de durée longue par rapport au temps que l'ébranlement dans le liquide ambiant mettra à se propager jusqu'à l'extrémité du tube.

Le calcul et l'expérience ont vérifié dans les fils télégraphiques l'existence de phénomènes tout à fait voisins de ceux-ci. Nous avons à nous attendre à deux ordres de phénomènes :

1° La vitesse de propagation d'un ébranlement causé par une fermeture du courant dépend des constantes du fil pour lequel on fait la mesure. (Voir Appendice.)

2° A cause de la diffusion du courant, les résultats obtenus devront dépendre de la longueur de la ligne, et d'autant plus que les appareils récepteurs seront moins sensibles.

**29. Effet de la diffusion du courant sur la vitesse de propagation.** — Expliquons un peu ce dernier effet. Nous ne pouvons mettre en évidence l'existence d'une onde électrique qu'avec un appareil de sensibilité limitée. Il ne donnera donc une indication qu'au moment où l'action électrique sera devenue suffisamment grande. Or, dans la propagation avec diffusion, le courant ou le potentiel suivent une loi analogue à celle qui est représentée sur la *fig. 3*, ou sur la *fig. 4*, ou sur la *fig. 5*, suivant la longueur de l'espace parcouru. Ceci montre que, la vitesse du front de l'onde étant parfaitement déterminée, il y aura au fonctionnement de l'appareil un retard d'autant plus grand que la ligne sera plus longue. On mesurera donc une vitesse d'autant plus faible que la ligne sera plus longue.

Il y aura d'ailleurs une cause d'erreur encore à ce genre de mesures. La vitesse mesurée dépendra essentiellement de la sensibilité de l'appareil employé. Si donc nous nous servons d'un galvanomètre, la vitesse mesurée dépendra essentiellement de la valeur du champ magnétique. Si nous faisons usage d'un micromètre à étincelle, c'est-à-dire de deux pointes entre lesquelles jaillira une étincelle, il y aura des différences notables suivant la distance explosive.

Ceci nous permet de comprendre les divergences entre les nombres trouvés par Fizeau et Gounelle d'une part, par Siemens de l'autre. Nous allons décrire ces expériences.

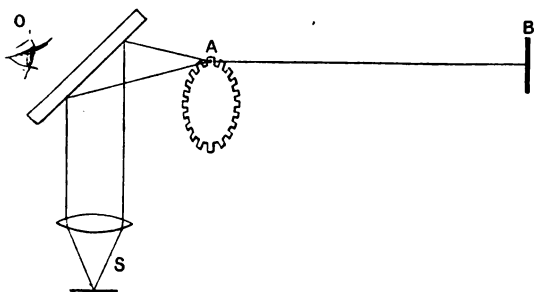
**30. Expériences de Fizeau et Gounelle.** — Elles sont basées sur le même principe que l'expérience de Fizeau sur la vitesse de la lumière.

Dans celle-ci, une roue est dentée à sa circonférence, et l'on produit en A l'image réelle d'un foyer lumineux. Quand une dent de la roue est en A, la lumière est interceptée. Quand en A il y a un vide de la roue, la lumière passe. En une station éloignée B on place un miroir qui renvoie le rayon lumineux vers la



première station. Si le temps mis par la lumière à parcourir ABA est égal au temps mis par deux vides successifs à passer en A (*fig. 9*), ou à un multiple exact de ce temps, la lumière pourra passer en arrière de la roue, car la lu-

Fig. 9.



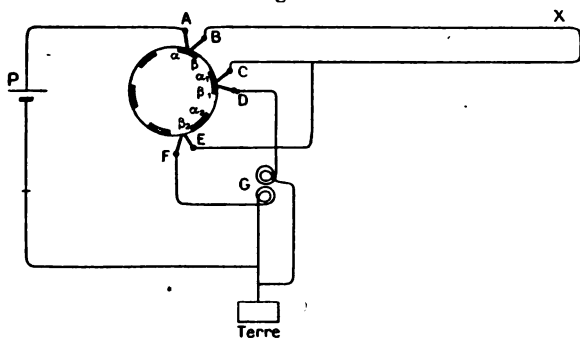
mière qui aura rencontré un vide à l'aller rencontrera encore un vide au retour. Si, au contraire, le temps mis par la lumière est égal à l'un des temps précédents augmenté de celui que met un plein à défiler en A, la lumière qui aura trouvé un vide à l'aller trouvera un plein au retour, et ne passera pas. On conçoit donc comment on peut mesurer la vitesse de la lumière, puisqu'on peut facilement mesurer la vitesse de rotation de la roue, c'est-à-dire le temps qui sépare deux passages consécutifs du vide de la roue devant la lumière.

Pour la commodité de l'observation, une pile de glaces convenable est placée en M; elle envoie vers A la lumière venue de la source S, par réflexion, et permet, par transmission, à l'œil O de voir l'extinction ou l'apparition de la lumière.

Voyons maintenant comment ceci a été modifié pour l'usage électrique.

Soit une roue en bois (*fig. 10*) présentant à sa périphérie des secteurs en platine disposés

Fig. 10.



tant pleins que vides. Deux balais A, B, frottant sur ce collecteur, seront réunis électriquement pendant le passage d'un secteur de platine, et isolés pendant le passage d'un secteur de bois. Considérons maintenant deux balais C, D, identiques aux premiers, et distants

de ceux-ci d'un intervalle égal à  $\alpha x_1$ . Les communications se feront et se rompront simultanément pour les deux couples AB, CD. Soit un autre couple de balais EF, éloigné de AB d'une distance égale à  $\alpha\beta_2$ . Le contact se rompra en EF au moment où il commencera en AB. Soit une pile P dont les connexions sont établies comme sur la figure; X représente l'extrémité de la ligne, et G un galvanomètre différentiel. Supposons que le temps mis par la perturbation électrique à parcourir BXC, ou son égal BXE, soit un multiple exact du temps mis par l'arc  $\alpha x_1$ , à défilér au point B; le courant trouvera à son arrivée en C le contact CD établi, puisqu'il est établi aux mêmes instants que le contact AB. Le galvanomètre déviara dans un certain sens. Si le temps mis par la perturbation à parcourir BXE est au contraire égal à un multiple de ce même temps augmenté du temps nécessaire pour parcourir  $\beta x_1$ , ou un des intervalles égaux à celui-là, le contact CD ne sera pas établi, et, au contraire, le contact EF le sera au moment de l'arrivée de l'onde. Le galvanomètre déviara en sens inverse.

On comprend donc que, de cette façon, on mesure la vitesse de propagation de la per-

turbation électrique exactement comme on mesurait tout à l'heure celle de la lumière.

Fizeau et Gounelle ont opéré sur deux lignes télégraphiques : celle de Paris à Amiens (314<sup>km</sup> en fil de fer), et celle de Paris à Rouen (288<sup>km</sup> partie en fer et partie en cuivre).

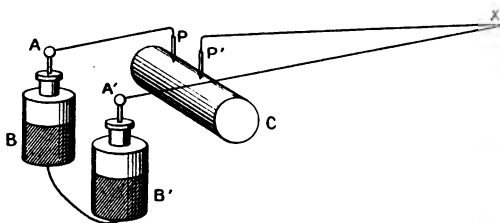
Ils ont trouvé ainsi des nombres variables. La moyenne est 100 000<sup>km</sup> par seconde pour les lignes en fer et 180 000 pour celle en cuivre.

Cette différence est conforme à la théorie, la self-induction étant notablement plus considérable dans le cas d'une ligne en fer, et la capacité étant la même que dans le cas du cuivre.

**31. Expériences de Siemens.** — Siemens a repris, en 1875, des expériences analogues par une autre méthode. Soient AB, A'B' deux bouteilles de Leyde chargées (*fig. 11*). Les armatures extérieures sont maintenues au même potentiel par le fil BB' : les armatures A, A' seront donc aussi au même potentiel ; on les met toutes deux à la terre. Ces deux armatures sont reliées, l'une A avec une pointe P directement, l'autre A' avec une pointe P', par l'intermédiaire d'une ligne A' X P'. Un cylindre enregistreur C, métallique, enduit de noir de

fumée, permet d'avoir une trace nette chaque fois qu'une étincelle jaillira entre l'une des pointes et sa surface métallique, enlevant un peu de noir de fumée. Supposons donc que nous mettions brusquement à la terre le conducteur  $BB'$ ; une étincelle jaillira en  $P$  immé-

Fig. 11.



diatement, et une autre en  $P'$  au bout du temps nécessaire à la perturbation pour parcourir l'espace  $A' X P'$ . On peut donc ainsi mesurer la vitesse de propagation de la perturbation, connaissant celle du cylindre.

Siemens trouva des nombres plus grands que ceux de Fizeau, mais très discordants. Ils sont discordants pour la raison que nous avons donnée ci-dessus. La distance des pointes au cylindre et l'état des surfaces ne peuvent pas être absolument définis. C'est pour cela que Siemens a trouvé de  $225\,000^{\text{km}}$  à  $256\,000^{\text{km}}$  par seconde.

Mais ces expériences sont extrêmement intéressantes à rapprocher de celles de Fizeau et Gounelle. Les chiffres trouvés sont en effet doubles de ceux de ces derniers. Les lignes de Siemens avaient de  $7^{\text{km}}$  à  $25^{\text{km}}$ , au lieu que celles de Fizeau et Gounelle en avaient, comme nous l'avons indiqué ci-dessus, 314 et 288. La différence des résultats s'explique donc encore dans les idées émises ci-dessus de la manière la plus satisfaisante.

### 32. Étude de l'onde dans les cas simples. —

Nous venons de voir que, même en ne nous occupant aucunement de la vitesse de propagation dans le milieu qui entoure le conducteur, il y avait une vitesse de propagation propre à ce conducteur pour une perturbation simple produite à une de ses extrémités, c'est-à-dire pour une fermeture de courant. Cette vitesse dépend de deux facteurs, la self-induction par unité de longueur  $\lambda$ , et la capacité par unité de longueur  $\gamma^{(1)}$ , et la vitesse que l'on obtient ainsi devient infinie quand l'un de ces deux termes s'annule. Si donc nous suppo-

---

(<sup>1</sup>) On démontre que si  $V$  est la vitesse de propagation,  

$$V^2 = \frac{1}{\gamma\lambda}.$$

sons l'un des deux cas réalisés, où  $\lambda = 0$ , ou bien où  $\gamma = 0$ , nous aurons ce résultat absurde que la perturbation aurait une vitesse infinie. Nous pouvons cependant étudier ce cas, car cela revient à négliger ce qui se passe dans le milieu ambiant pour le liquide, dans le diélectrique pour l'électricité lors de la production du commencement de la perturbation de fermeture. Nous négligeons ainsi l'onde avant-courrière très petite, qui, elle, n'a plus rien de commun avec ce qui se passe dans le tube élastique ou le conducteur. Le cas étudié précédemment, de même que ceux que nous allons étudier maintenant, font abstraction complète de cette onde, qui existe cependant. Nous verrons, au contraire, comment on peut réaliser des conditions où cette onde ambiante est la seule utile, celle que nous étudions maintenant devenant négligeable.

Dans le cas actuel, ce que nous allons dire ne s'applique donc raisonnablement qu'aux phénomènes produits au bout d'un temps notablement plus grand que celui qui est nécessaire à la perturbation du milieu ambiant pour aller jusqu'à l'extrémité du conducteur.

**33. Bobines d'induction.** — Le cas où l'on a

le droit de ne considérer qu'une self-induction sans capacité notable est, celui de la bobine d'induction. Nous allons le traiter en passant, car, cet appareil étant utilisé dans la Télégraphie sans fils, il est utile de connaître les points essentiels de son fonctionnement.

Dans ce cas, le seul résultat qui subsiste de ce qui précède, c'est la diffusion de l'onde. On admet que la perturbation commence instantanément dans toute la bobine, et l'on voit facilement (1) que le temps au bout duquel l'intensité a atteint une fraction déterminée de sa valeur finale dépend de la valeur du facteur  $\frac{L}{R}$ , où L est la self-induction totale, et R la résistance totale du circuit. Le temps nécessaire à l'intensité pour arriver à une fraction déterminée de sa valeur est d'autant plus court que le quotient  $\frac{L}{R}$  est plus petit. Ce quotient est ce qu'on nomme la *constante de temps* du circuit.

Si donc on veut employer pour exciter une bobine d'induction un interrupteur rapide, afin d'avoir chaque seconde un grand nombre de décharges, il faut employer une source de potentiel d'autant plus élevé que le temps de fer-

---

(1) Voir la note à la fin du Volume.



meture du circuit sera plus court. C'est ainsi que pour avoir la même longueur d'étincelle de 0<sup>m</sup>,42 par exemple avec une grosse bobine, il faut 10 à 12 volts avec 4 ou 5 interruptions par seconde, et 50 environ avec 30 ou 35 par seconde.

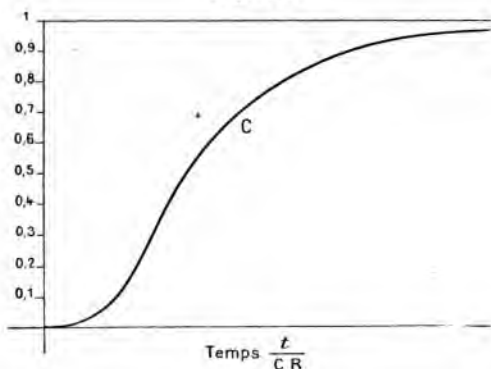
**34. Câbles sous-marins.** — Dans ce nouveau cas, c'est la self-induction qui devient négligeable vis-à-vis de la capacité. Celle-ci est rendue très considérable par la présence d'une armature métallique tout autour du câble, séparée de lui par un diélectrique de pouvoir inducteur très élevé. On démontre comme ci-dessus (1) que le temps, au bout duquel l'intensité a atteint une fraction déterminée de sa valeur finale, est proportionnel pour tous les câbles au produit CR, où C représente la capacité totale du câble et R sa résistance totale. On voit ainsi que la forme de la courbe qui représente l'intensité à l'extrémité du câble a une forme analogue à celle de la *fig.* 12, où l'on a pris pour variable l'expression  $\frac{t}{CR}$ . Cette courbe s'applique donc à tous les câbles. L'é-

---

(1) Voir la note à la fin du Volume.

chelle seule des abscisses varie de l'un à l'autre. Elle est inversement proportionnelle à  $\frac{t}{CR}$ . Si l'on rompt le circuit à un certain moment, la courbe de descente se déduira facilement de la

Fig. 12.



courbe de montée. Ceci a été vérifié sur les câbles transatlantiques. Dans les premiers essais, on n'est pas arrivé à transmettre plus d'un mot par minute.

De ce qui précède, il résulte que les câbles télégraphiques sous-marins ont, vis-à-vis des perturbations électriques, une propriété identique à celle que possède un pendule qui se meut dans l'huile vis-à-vis des perturbations mécaniques. Il se produit dans ce système,

chaque fois qu'on ferme le circuit, une ondulation très lentement amortie. C'est ce qui se passerait aussi dans le système hydrodynamique que nous avons pris pour modèle, si deux vases à niveau constant étaient mis en communication brusque, par un tuyau en caoutchouc assez mince de paroi pour éprouver en chaque point une forte dilatation sous la pression donnée, et assez étroit pour produire sur la veine liquide un frottement notable.

**35. Propagation le long des fils des ondulations rapides.** — Mais supposons maintenant que, au lieu d'opérer ainsi, nous prenions comme appareil producteur de pression une pompe, et que nous envoyions dans le tube une compression suivie d'une décompression. Si la compression et la décompression ne sont pas très brusques, nous aurons superposition simple de deux états successifs, l'un d'ascension, l'autre de descente, c'est-à-dire qu'on pourra, après avoir atteint une intensité voulue, la faire revenir à zéro plus rapidement, en produisant une perturbation de sens inverse.

Allons à l'extrême et produisons à l'extrémité de notre tube de caoutchouc une pertur-

bation rythmée extrêmement brusque. Il se produira un effet analogue à celui qui est bien connu pour le marteau rivoir. Si l'on dépense une force vive à très grande vitesse et faible masse sur une masse considérable, il y a déformation considérable des points frappés, et mouvement très faible de la masse totale; par le choc du piston il y aura production d'une ampoule du caoutchouc localisée à un très petit espace autour du piston. Il y aura alors production d'une vibration rythmée sur la période excitatrice, qui se propagera le long du tube, avec la vitesse de propagation des ondulations transversales le long de ce tube.

Nous pouvons d'ailleurs passer du premier système au dernier, par degrés successifs, la vitesse de propagation de l'ondulation tendant, à mesure que cette dernière devient plus fréquente, vers une limite déterminée.

**36. Signaux bridés de Thomson.** — Y aura-t-il encore, dans le cas hydrodynamique, production d'un véritable courant à l'arrivée? Certainement; mais celui-ci ne sera plus dû uniquement à la pression transmise finalement d'un bout à l'autre, mais aux pressions ryth-

mées transmises élastiquement le long du tube de caoutchouc.

Électriquement, il en est de même. On emploie en Télégraphie sous-marine ce qu'on nomme les *signaux bridés* de Thomson, dans lesquels, à chaque fermeture de la clef de Morse, il se produit quelques inversions de courant durant des temps convenables. On arrive ainsi à multiplier par 25 ou 30 la vitesse des transmissions télégraphiques. On réalise, par exemple, avec des contacts produits suivant la loi ci-jointe, où  $E$  est la force électromotrice et  $\tau$  le temps,

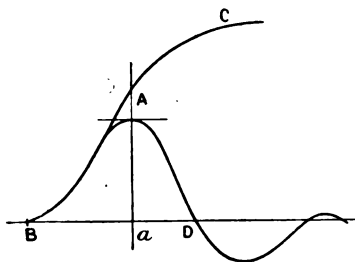
$$\begin{array}{ccc} +E & -E & E \\ 3\tau & 3\tau & \tau \end{array}$$

une courbe de la forme représentée *fig. 13*, en BAD.

Nous pouvons appeler *vitesse de propagation* le temps mis par le maximum A à se produire en un point. Mais nous pouvons prendre comme courbe de départ C (*fig. 13*) une courbe correspondant à un potentiel considérable, et alors sa croissance sera beaucoup plus rapide. L'ordonnée A a se rapprochera donc indéfiniment du point B. Mais ceci revient exactement à prendre des ondulations de période plus

courte. On voit alors que dans ce cas on tend vers une vitesse de propagation bien nettement déterminée : *la vitesse de propagation*

Fig. 13.



*d'un ébranlement électromagnétique le long du fil dans le diélectrique qui entoure le fil.*

Dans ce cas, les phénomènes qui tout à l'heure étaient prépondérants deviennent secondaires, et inversement.

Nous arrivons donc à concevoir deux points importants :

1° Un système conducteur chargé revient au zéro d'une manière parfaitement déterminée quand on ramène un de ses points au potentiel zéro ;

2° Les ondulations électriques fréquentes se propagent le long des conducteurs sans mettre en jeu la conductibilité de ceux-ci.

**37. Période propre d'ondulation.** — Supposons maintenant que notre système de vases communicants ait un tube court et de capacité négligeable vis-à-vis de celle des vases eux-mêmes. Supposons un robinet sur la conduite et une différence de niveau entre les vases. Ouvrons brusquement le robinet. Les phénomènes de propagation le long du tube deviendront alors négligeables, la résistance étant trop faible, et des ondulations successivement amorties vont se produire dans le liquide, comme si le tube était tout à fait rigide.

On ne retrouve pas ici l'effet de self-induction localisée que nous avons représenté ci-dessus par le mouvement d'un liquide situé autour du tube dilatable. Mais nous avons un emmagasinement d'énergie tout à fait analogue aux effets de notre modèle hydraulique, grâce à l'action de la pesanteur sur notre liquide. On pourrait certainement pousser l'assimilation plus loin en modifiant les conditions du modèle, mais ce serait superflu, car nous pourrions déjà tirer de là les conditions à réaliser pour obtenir dans les phénomènes électriques des ondulations amorties analogues à celles des systèmes hydrauliques. Il faut avoir une capacité électrique notable et la décharger dans

un fil de longueur et de capacité négligeables, de manière à pouvoir négliger complètement les petits effets de propagation d'ondes le long du tube élastique. Ces effets ne sont jamais tout à fait nuls, mais ils sont négligeables si le système est assez ramassé pour que, avec la vitesse de propagation normale des ébranlements, on puisse considérer l'ébranlement comme simultané en tous les points de ce système, c'est-à-dire si les dimensions de celui-ci sont très petites par rapport à la longueur d'ondulation correspondant à sa période.

**38. Formule de Thomson.** — On peut appliquer le calcul basé sur les lois de l'induction à un système ainsi constitué, et l'on voit en effet qu'il doit y avoir production d'ondulations amorties dans le cas qui nous occupe (<sup>1</sup>). Ce calcul a été fait par Thomson; nous le donnons en Appendice; il est accessible avec les éléments les plus simples de l'analyse. On trouve alors que la période est mesurée par l'expression  $\tau = \sqrt{LC}$ , L étant la self-induction totale du conducteur et C la capacité totale du conden-

---

<sup>1</sup>) Voir le calcul en Appendice, p. 192.



sateur. De plus, les ondulations sont amorties.

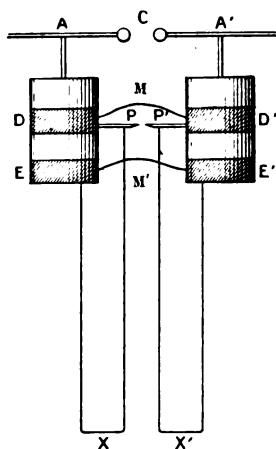
**39. Expériences de Feddersen.** — Cette formule a été vérifiée expérimentalement d'une manière très satisfaisante par Feddersen. Il prenait des capacités variables et les déchargeait dans un fil, toujours le même. Il étudiait au moyen du miroir tournant les étincelles successives qui se produisaient à la coupure. Il a vérifié ainsi d'une manière satisfaisante la proportionnalité à  $\sqrt{C}$ . Il n'en a pas été tout à fait de même pour  $\sqrt{L}$ , à cause de certaines particularités expérimentales sur lesquelles nous ne voulons pas insister.

Nous verrons ultérieurement toute l'importance de ces oscillations. Pour l'instant, nous voulons seulement indiquer comment M. Blondlot a tiré parti de l'existence de ces ondulations très rapides pour vérifier expérimentalement que les perturbations rythmées rapides se propagent le long des fils avec une vitesse limite bien nette, égale à la vitesse de la lumière.

**40. Expériences de Blondlot.** — M. Blondlot s'est servi d'une disposition au premier abord analogue à celle de Siemens, mais avec des

modifications telles qu'elle constitue une méthode absolument neuve et originale. Siemens, en effet, ne se servait de ses bouteilles que pour avoir production de deux ondes simultanées, car il n'y avait pas d'oscillations rapides par la mise à terre des armatures extérieures. M. Blondlot, au contraire, produit des oscillations rapides, d'après le procédé indiqué avant lui par Hertz et sur lequel nous donnerons plus loin des détails.

Fig. 14.



A et A' sont les armatures intérieures de deux bouteilles de Leyde communiquant avec

les boules C (*fig. 14*). Les armatures externes sont coupées en deux, DE et D' E'. D, D' sont en communication par une corde mouillée M et par un micromètre à étincelles PP'. Les parties E, E' sont de même en communication entre elles par une corde mouillée M', et en communications respectives avec les pointes P, P' par l'intermédiaire des fils EXP, E' X' P'. Supposons que nous chargions lentement les armatures A, B. Les armatures externes se chargeront par influence et resteront toujours au même potentiel à cause de la présence des cordes mouillées.

Un moment viendra où une étincelle jaillira entre les boules de C. Des oscillations de Thomson-Feddersen se produiront entre les armatures internes, et par conséquent il s'en produira de synchrones entre les armatures externes.

Ces oscillations rapides se propageront principalement le long des fils et mal le long des cordes mouillées. Il y aura donc entre P et P' deux étincelles. La première sera due aux ondulations qui se produiront entre D et D'; elle sera absolument simultanée avec celle de C. La deuxième se produira par l'arrivée en PP' de deux ondulations nées en E et E', et qui se

seront propagées le long de la ligne. En étudiant au miroir tournant le temps qui sépare ces deux étincelles, M. Blondlot a trouvé, pour la vitesse de propagation, avec une ligne de 1000<sup>m</sup>, 293 000<sup>km</sup> par seconde; avec une ligne de 1800<sup>m</sup>, 298 000<sup>km</sup> par seconde. Ces nombres sont très voisins de la vitesse de la lumière; le second, qui a été obtenu avec une ligne plus longue, s'en rapproche plus que le premier. Peut-être cela est-il dû à une petite erreur systématique dont l'effet s'atténue à mesure que la longueur de la ligne augmente. On peut, en tout cas, considérer les expériences de M. Blondlot comme établissant d'une manière tout à fait indubitable l'existence d'une vitesse de propagation limite des ondulations électriques rapides le long des fils, les causes de la diffusion du courant étant alors complètement éliminées.

**41. Position de la force électrique dans les ondulations fréquentes.** — L'analogie qui nous guide nous fait pressentir que les ondulations électriques rapides transmises le long des fils auront des propriétés toutes différentes des ondulations propres du système, ou des ondulations avec diffusion. Dans le cas de la trans-

mission le long du tube de caoutchouc d'une perturbation brusque, l'énergie se propage par vibrations normales au fil. La force motrice grâce à laquelle il y aura production d'un courant dans le tube s'exerce normalement à celui-ci, au lieu de s'exercer suivant son axe, comme dans le cas des pressions ordinaires en régime permanent. Il y a rectangularité entre la force qui produit le mouvement et ce mouvement lui-même. Pour les ondes de fréquence faible, nous avons vu qu'il y avait lieu de considérer deux composantes à la pression motrice, une suivant l'axe et l'autre normale, venue par le milieu extérieur. Quand la fréquence devient infiniment faible, c'est-à-dire dans le cas du régime permanent, la composante tangentielle subsiste seule.

Dans les phénomènes électriques, tout se passe identiquement de même. Dans le courant permanent la force électromotrice est dirigée tangentiellement au conducteur. Dans les courants de grande fréquence propagés le long des fils, la force électrique est normale partout au conducteur. Ceci a été démontré mathématiquement depuis longtemps. Nous renvoyons pour cela le lecteur à l'Ouvrage *Les ondulations électriques*, de M. Poincaré. La

démonstration expérimentale en a été donnée l'année dernière par M. Gutton. Enfin, dans le cas des ondulations de fréquence moyenne propagées, par exemple, le long des câbles transatlantiques, quand on leur considère une self-induction, il y a une composante parallèle et une composante normale de la force électromotrice.

**42. Résistance au courant variable.** — Un autre fait expérimental vient confirmer cette manière de voir. On a montré théoriquement et expérimentalement que, dans le cas où le courant qui parcourt un conducteur est variable, la résistance électrique n'avait plus la même valeur que dans le cas des courants constants. Tout se passe comme si le courant se massait à la surface du conducteur, et cela d'autant plus que la variation du courant est plus rapide. A la limite, dans le cas des ondulations de haute fréquence, la surface seule du conducteur est intéressée. Ceci a été rendu tout à fait indiscutable par des expériences de M. Bjercknes; ce savant a montré que les divers métaux se comportent différemment vis-à-vis des ondes électriques, et qu'il suffit de déposer électrolytiquement une couche de 0<sup>mm</sup>,01 de cuivre

sur un métal quelconque, pour qu'il se conduise vis-à-vis des ondulations de haute fréquence exactement comme un conducteur de cuivre. La couche utile est plus petite encore dans le cas du fer, car elle tombe à  $0^{\text{mm}},003$ .

---

---

## CHAPITRE V.

### LA PRODUCTION DES ONDULATIONS RAPIDES.

43. Nous venons de voir dans le dernier Chapitre comment on pouvait, dans des conditions convenables, produire des oscillations électriques de période bien définie et calculable, au moyen de capacités notables rejointes par un fil suffisamment fin. Nous avons vu qu'il y a, à la production de ces oscillations, une première condition : c'est que la perturbation grâce à laquelle elles se produisent puisse être considérée comme absolument simultanée dans toute l'étendue du corps conducteur produisant l'oscillation rythmée. Mais il y a une deuxième condition également nécessaire pour la production d'oscillations de cette nature et sur laquelle M. Poincaré a appelé l'attention. Notre modèle hydraulique va nous permettre de la comprendre.

44. Rôle de l'étincelle dans la production des



**ondulations.** — Nous avons supposé l'existence de deux vases communiquant par un tuyau muni d'un robinet, et entre lesquels on établit tout d'abord une différence de niveau, le robinet étant fermé. Nous nous proposons d'étudier ce qui se passe quand le robinet est ouvert. Nous avons à notre disposition un procédé d'ouverture brusque et nous pouvons aussi ouvrir le robinet peu à peu. Supposons d'abord le robinet très peu ouvert. Le liquide va s'écouler lentement en frottant considérablement au robinet. Le niveau va s'établir finalement le même dans les deux vases, mais à ce moment l'énergie disponible dans le système sera complètement détruite, et nous retrouverons son équivalent en chaleur dans le liquide. Cette chaleur aura été produite par le frottement au robinet.

Ouvrons maintenant le robinet un peu plus. Le frottement dû au passage du liquide sera moins considérable, et, si l'ouverture est assez grande, il restera au liquide, sous forme d'énergie cinétique, au moment où les niveaux seront en équilibre, une quantité d'énergie équivalente à une partie de l'énergie potentielle que le système possédait au début à cause de la différence de niveau. Il y aura donc des oscil-

lations, qui seront d'autant plus amorties que la résistance opposée par le robinet sera plus grande.

Si, au lieu d'avoir un robinet sur la conduite, nous avons eu un piston au-dessus du liquide le plus bas, nous aurions pu obtenir les mêmes résultats, d'une manière un peu différente au premier abord. En élevant le piston lentement, de manière à équilibrer constamment la pression du liquide, c'est-à-dire de manière que l'effort sur le piston devienne nul au moment où le niveau est le même dans les deux vases, nous arriverions encore à une oscillation unique du liquide, aussi lente que nous le voudrions. Cela tient à ce que nous avons consommé l'énergie potentielle disponible du liquide, non plus entièrement sous forme de chaleur, comme dans le cas précédent, mais en partie sous forme de chaleur et en partie par le travail que le liquide a dû dépenser pour élever le piston.

Si, au contraire, nous élevons le piston brusquement, de manière que le liquide cesse d'être à son contact, aussitôt que le mouvement commence, nous aurons production des ondulations régulièrement amorties, propres au système.

En somme, pour arriver à obtenir ces ondulations propres, il faut une perturbation brusque et dont la production ne consomme pas l'énergie emmagasinée dans le système sous forme potentielle. On voit immédiatement que la difficulté de la production de la perturbation sera d'autant plus grande que la période d'oscillation à obtenir sera plus courte, c'est-à-dire que la masse à mettre en vibration sera plus faible, c'est-à-dire aussi que l'énergie qu'elle peut emmagasiner sera plus faible.

**45. Ordre de grandeur des oscillations de décharge des condensateurs et du temps de l'étincelle.** — Le calcul montre que les oscillations de Thomson, produites dans la décharge des condensateurs, sont extrêmement fréquentes. Avec la bouteille de Leyde ordinaire, on obtient des décharges qui se renouvellent quelques centaines de mille fois par seconde. Il faut donc que le déclenchement de la perturbation se fasse avec une rapidité extrême, puisqu'elle doit être très courte par rapport à cette durée déjà si infime.

Aucun moyen mécanique ne permettrait certainement un déclenchement de cette vitesse. Il n'en est pas de même de l'étincelle électrique.

Nous avons indiqué ci-dessus les expériences de Feddersen, par lesquelles il a vérifié la formule de Thomson. Il étudiait au miroir tournant l'étincelle produite à une coupure située sur le circuit de décharge d'un condensateur. Il a mesuré de la sorte le temps qui s'écoule entre deux étincelles successives produites par des décharges oscillantes. Jamais il n'a observé le moindre élargissement de l'étincelle dû au mouvement du miroir. On pouvait donc affirmer que la durée de l'étincelle était infiniment courte par rapport à la durée des oscillations de ce genre. On pouvait conclure *a fortiori* à la faible durée de la période d'établissement de l'étincelle.

Nous verrons plus loin que le problème le plus important à résoudre pour la production des phénomènes nets d'oscillation électrique était celui du raccourcissement de la période. On pouvait donc se demander si l'étincelle pourrait suffire à produire des oscillations très fréquentes. Hertz est, en effet, arrivé à des oscillations de l'ordre du cent-millionième de seconde, et l'on a pu depuis aller jusqu'à un cent-milliardième de seconde. L'étincelle a toujours permis d'obtenir l'oscillation; nous pouvons donc la considérer comme s'établissant dans un temps infiniment court.

**46. Raccourcissement des périodes.** — Dans la Télégraphie sans fils, on est obligé d'employer des fréquences de ce dernier ordre de grandeur, selon toute probabilité, car les mesures directes n'ont pas été faites, à ma connaissance, et elles seraient, je crois, d'une extrême difficulté. Nous verrons, en effet, que si l'on mesure facilement la période d'un résonateur, on mesure très difficilement celle d'un excitateur. On est obligé, pour celle-ci, de s'en rapporter à la formule.

Quand on arrive à une pareille fréquence, on **est** obligé d'employer de petits appareils et, pour une **différence** de potentiel déterminée, l'énergie disponible est très faible. Elle serait donc totalement employée, selon toute probabilité, pour la production de la première étincelle, par laquelle peut se rétablir l'équilibre; il faut donc employer, pour la production des phénomènes qui nous occupent, une étincelle auxiliaire, produite par une source d'énergie puissante, et dans laquelle pourra se produire la décharge oscillante du système en expérience.

Notre assimilation hydraulique va nous faire comprendre ce qui se passerait dans ce cas. Soit un robinet constitué par une valve dont le

mouvement doit entraîner un poids et que nous maintenons fermée tout d'abord. Si nous lâchons simplement la valve, elle sera ouverte par le courant d'eau et celui-ci travaillera pour cette ouverture. Nous pourrions donc être dans le cas où l'énergie étant absorbée par un travail extérieur, il n'y aura plus production d'oscillations.

Mais nous pouvons supposer cette valve placée dans un élargissement du tube, avec lequel communiquent deux autres larges tuyaux. Par ceux-ci nous faisons arriver un courant d'eau de grand volume, mais à vitesse faible. Nous ouvririons ainsi la valve. Ceci pourra être fait assez rapidement pour que le régime du système dont nous voulons avoir les oscillations puisse s'établir; on peut imaginer pour cela bien des systèmes.

Certes le second courant d'eau pourra réagir sur le premier, mais cette réaction variera dans chaque cas particulier. On peut concevoir tel cas où elle sera négligeable.

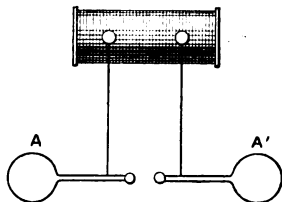
C'est par un procédé tout à fait analogue que se produisent les oscillations *hertziennes*, ainsi nommées du nom du grand homme qui les a produites le premier.

**47. Excitateur de Hertz.** — Hertz eut l'idée

de placer deux capacités A, A' (fig. 15), formées par deux feuilles métalliques ou deux sphères, de part et d'autre d'un excitateur C mis en relation avec les deux pôles du secondaire d'une bobine de Ruhmkorff. Voyons ce qui se passera pendant le fonctionnement de celle-ci.

Mouton a montré, en 1876, que, lorsqu'on excite une bobine par son primaire, le secon-

Fig. 15.



daire étant ouvert, il se produit dans celui-ci des ondulations périodiques amorties, de la totalité du circuit. Avec les petites bobines employées par Mouton, ces ondulations ont une période aux environs du dix-millième de seconde. Avec les puissantes bobines utilisées pour ce qui nous occupe, cette période est certainement beaucoup plus longue. Elle sera allongée encore par la présence des deux capacités A et A'. Les expériences de Mouton nous montrent d'ailleurs que, dans le cas des

bobines cloisonnées qui est celui des bobines utilisées, les potentiels de A et A' sont toujours égaux et de signes contraires.

Sous l'action de l'ondulation qui se produit ainsi, la différence de potentiel en C montera et il viendra un moment où le potentiel explosif en C sera atteint. Dans ces conditions, la décharge se produira. Nous aurons à notre disposition, pour produire l'étincelle, l'énergie due, d'une part, aux charges A et A', d'autre part, à la bobine elle-même. L'énergie de cette dernière est considérable et, par conséquent, les oscillations de A, A' pourront se produire, sans consommer leur énergie à produire le phénomène disruptif. En somme, la bobine sert à deux choses : 1° charger le système oscillateur ; 2° produire le déclenchement des oscillations.

On peut se demander alors quel est l'effet du courant de la bobine sur celui de l'oscillateur. Cette étude a été faite, pour la première fois, par M. Poincaré, qui a montré que cette réaction était négligeable, à cause de la différence considérable de fréquence des deux ondes.

On comprend d'ailleurs immédiatement que la valeur convenable du courant auxiliaire doit varier avec l'oscillateur. C'est ainsi que, pour



les oscillateurs à très courtes périodes, il est bon d'employer soit une machine statique, soit une faible bobine, alors que les grosses bobines sont indispensables pour les excitateurs plus puissants.

**48. Étincelle efficace.** — On voit d'ailleurs très facilement par l'expérience le rôle prépondérant de l'étincelle. Les effets des ondulations renseignent, en effet, immédiatement sur la nature de celle-ci, et l'on s'aperçoit que les ondulations sont énergiques, c'est-à-dire que les conditions de l'interruption sont celles que nous venons de décrire quand l'étincelle a un aspect particulier, reconnaissable à sa forme qui est renflée au milieu et à son bruit qui est extrêmement strident. Quand on rapproche les boules C davantage ou qu'on les écarte plus, les oscillations hertziennes ne se produisent plus. Nous ne pouvons insister ici sur les conjectures à faire au sujet de la raison d'être de ces phénomènes. On ne peut, en effet, faire que des conjectures plus ou moins plausibles, qui ne seraient pas ici à leur place.

Mais nous devons parler du rôle extrêmement important de l'état des surfaces. Pour que les phénomènes hertziens se produisent le

mieux possible, il faut que les sphères C soient minutieusement propres. Sous l'action des étincelles, leur surface ne tarde pas à s'oxyder superficiellement, et l'étincelle ne peut plus être rendue efficace. Il est probable que dans ce cas il n'y a plus soudaineté suffisante de l'étincelle, les oxydes subissant une sorte d'évaporation électrique trop puissante.

Aussi MM. Sarasin et de La Rive ont-ils rendu un service considérable en indiquant l'emploi de l'huile comme milieu dans lequel jaillit l'étincelle. Dans ces conditions, l'étincelle efficace est beaucoup plus facilement obtenue, elle correspond à un potentiel plus élevé, par conséquent à une énergie plus grande des oscillations, et enfin les impuretés qui se déposent sur la surface des boules n'ont plus aucune action sensible. On peut opérer fort longtemps avec le même appareil sans le démonter pour le nettoyer.

**49. Excitateurs de Lodge, de Righi, de Bose.** — Plus tard, M. Lodge employa comme exciteur le simple système de deux boules C, et s'aperçut qu'on obtenait aussi, dans ce cas, des ondulations électriques. Il employa également des systèmes de trois ou quatre boules centrées sur le

même axe et dont on pouvait faire varier la distance d'une manière convenable.

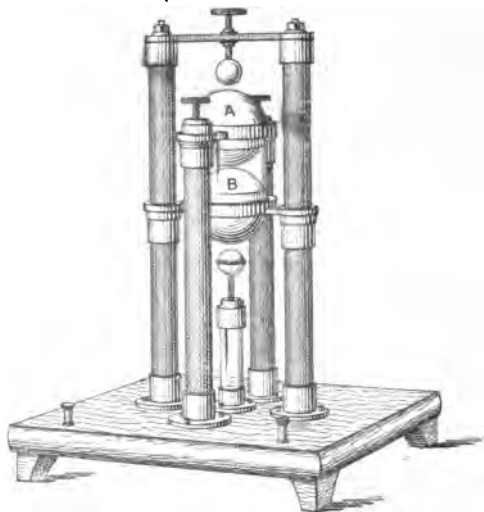
M. Righi a repris ce système, en le modifiant d'après les idées de MM. Sarasin et de La Rive. Il fait éclater l'étincelle centrale dans l'huile. Les étincelles latérales sont produites simplement dans l'air. C'est l'étincelle centrale qui seule a de l'importance. Les étincelles extérieures n'ont qu'un seul but, c'est d'exciter une perturbation dans le système des deux sphères centrales. Il faut éloigner les petites sphères des sphères centrales à la plus grande distance compatible avec la puissance de la bobine, de manière à obtenir le plus haut potentiel possible. C'est la distance de A à B qu'on règle de manière à obtenir l'étincelle efficace de ce système.

Nous donnons ici (*fig. 16*) la figure d'un oscillateur de ce système, construit par M. Blondel précisément pour les besoins de la Télégraphie sans fils, et qui est disposé de manière à être placé verticalement.

M. Bose a employé, pour un but particulier dont nous parlerons bientôt, un petit excitateur de Lodge à trois sphères très petites. Les étincelles éclatent dans l'air, et les sphères sont en platine pour éviter l'oxydation. D'ail-

leurs, M. Bose a soin de ne faire fonctionner son appareil que très peu de temps chaque fois; il emploie une très petite bobine, dont il ferme le circuit au moment du besoin, et pen-

Fig. 16.

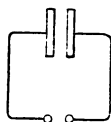


dant le temps juste nécessaire. Des dispositions analogues avaient été employées auparavant par M. Lebedew pour obtenir de très courtes ondes.

**50. Excitateur de Blondlot.** — Enfin, nous ne voulons pas finir ce Chapitre sans parler de

l'oscillateur de M. Blondlot. Ce savant a créé son instrument pour l'étude théorique des oscillations hertziennes. Le calcul de la période propre et de l'amortissement dans l'oscillateur de Hertz présentait quelques incertitudes. M. Blondlot a alors voulu créer un appareil à période indiscutable. Il a employé au fond le dispositif même de Feddersen : un condensateur (*fig. 17*) possédant une capacité grande

Fig. 17.



par rapport à son volume et un fil replié présentant l'aspect d'un circuit fermé si l'on tient compte de l'étincelle d'une part, et de la perturbation dans le diélectrique d'autre part, perturbation dont nous parlerons dans un Chapitre prochain. On a ainsi un appareil qui donne lieu à un calcul indiscutable et qui permet des mesures précises.

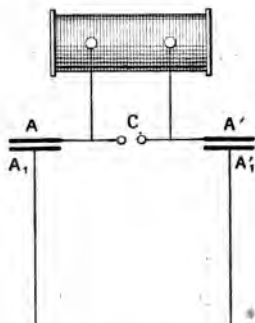
**51. Propagation le long des fils.** — Ce que nous cherchons actuellement, c'est à nous

rendre compte des phénomènes qui ont été décrits dans le Chapitre précédent, c'est-à-dire de la propagation des ondulations électriques le long des fils.

Toutes les expériences ont été faites avec deux types de dispositifs : le dispositif électrostatique de Hertz et le dispositif électrodynamique de M. Blondlot.

Le premier dispositif est une simple modification de l'excitateur déjà décrit de Hertz. Les deux plaques A et A' (*fig. 18*) sont placées en

Fig. 18.

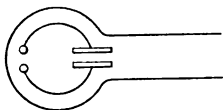


regard de deux autres plaques A<sub>1</sub>, A<sub>1</sub>' qui forment, avec les premières, deux condensateurs. Les plaques A<sub>1</sub> et A<sub>1</sub>' sont reliées à deux longs fils métalliques le long desquels vont se propa-

ger les perturbations périodiques qui prennent naissance lors de l'étincelle.

On reconnaît là un dispositif tout à fait analogue à celui qu'a employé M. Blondlot pour étudier la propagation d'une perturbation brusque le long des fils. Notons, en passant, que les fils  $A_1$  et  $A'_1$  n'entrent dans le système que comme guides des ondulations produites dans le condensateur. Ils peuvent être très longs, et avoir par conséquent une capacité considérable, sans modifier les ondulations. Ceci tient à ce que nous ne devons faire entrer dans le calcul de la période que ce qui est situé dans un espace très petit autour de l'étincelle. Nous n'avons pas à revenir ici sur la vitesse de propagation le long des fils, nous en avons longuement parlé ci-dessus; nous indiquerons plus tard d'autres propriétés de cette propagation.

Fig. 19.



Le dispositif électrodynamique de M. Blondlot comporte un excitateur (*fig. 19*) tel que

celui qui a été décrit, dont le conducteur est entouré par une boucle d'un long fil de ligne le long duquel on étudie la propagation. La perturbation se propage par induction du fil de l'excitateur au fil voisin de la ligne.

---



---

## CHAPITRE VI.

### LES RÉCEPTEURS D'ONDULATIONS ÉLECTRIQUES.

**52.** Les phénomènes d'induction sont bien connus, nous les avons rappelés dans un précédent Chapitre, et nous nous en sommes fait une image par l'existence d'un milieu enveloppant le conducteur, siège d'un courant, et transmettant dans tous les sens une variation de pression pendant le régime variable du courant primitif.

Si nous avons, par conséquent, un tube élastique analogue à celui de notre modèle, et placé auprès de celui-ci dans le liquide ambiant, il sera parcouru par un courant.

**53. Conditions où les lois ordinaires de l'induction sont valables.** — Dans la théorie ordinaire de l'induction, on considère toujours celle-ci comme produite simultanément en tous les points de l'espace pour les divers circuits qui y sont placés, ce qui donne lieu à l'exis-

tence d'un courant constant tout le long de chacun d'eux. Ceci revient à considérer que tout se passe comme si les actions se propageaient instantanément autour du courant variable excitateur. Mais il est un cas encore où ces résultats peuvent s'appliquer. Nous savons quels effets d'induction sont dus à ce que le flux de force qui traverse un circuit fermé varie. Faisons l'hypothèse que la transmission d'une perturbation du champ se fait par les lois ordinaires de la transmission d'une perturbation, c'est-à-dire avec une certaine vitesse fixe, je dis que les lois de l'induction que nous connaissons s'appliqueront encore quand la perturbation sera infiniment lente, c'est-à-dire de période infiniment longue.

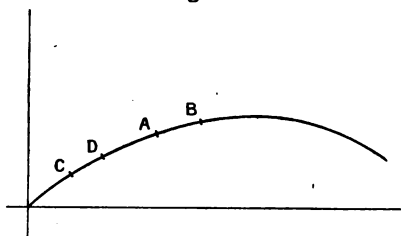
En effet, dans le cas le plus général, soit CDAB (*fig. 20*) la courbe qui représente la variation de la force magnétique en fonction du temps en un point M. En un point M<sub>1</sub>, la perturbation sera représentée par la même courbe, mais avec un déplacement, le long de l'axe des temps, égal à  $\frac{a}{\lambda}$ , a étant la distance MM<sub>1</sub>, et  $\lambda$  la longueur d'onde (<sup>1</sup>). C'est-à-dire que tout se

---

(<sup>1</sup>) Nous verrons dans le Chapitre prochain ce que c'est que la longueur d'onde.

passé en  $M$  et  $M_1$ , par exemple, comme si, pour deux circuits placés en  $M$  et  $M_1$ , les variations dans un temps très court étaient  $CD$  et  $AB$ .

Fig. 20.



Si la variation est infiniment lente,  $\lambda = \infty$ , et  $CD$  et  $AB$  seront, à des infiniment petits près, sur une même droite.

Les lois ordinaires étant vraies pour les perturbations infiniment lentes, il faut nous adresser, si nous voulons avoir des notions nouvelles, à des perturbations très rapides. Il n'y a que par leur moyen que nous pouvons espérer mettre en évidence des différences entre les phénomènes d'induction en deux points  $M$  et  $M_1$ , distants l'un de l'autre d'une quantité admissible, possible à parcourir dans le cours d'une expérience.

Nous avons vu, par les expériences de M. Blondlot, qui se servait d'une étincelle comme moyen d'observation, qu'une pertur-

bation électrique très fréquente se propage le long d'un fil avec la vitesse de la lumière : les lois de l'induction nous permettent de dire qu'en plaçant un conducteur en divers points de l'espace au voisinage d'un fil le long duquel se propage une onde électrique, il sera parcouru par un courant chaque fois que la perturbation l'atteindra.

Nous nous proposerons, dans la suite, de voir si les ondes ainsi propagées le long du fil ne se propagent pas suivant des lois analogues dans tout l'espace diélectrique qui entoure la source d'ondulations, et nous avons vu plus haut qu'il faut, pour espérer mettre ces faits en évidence, employer des ondulations très fréquentes. Il faut donc des appareils susceptibles d'être impressionnés par ce genre d'ondulations. Nous allons les étudier dans le Chapitre actuel, renvoyant au Chapitre suivant les idées théoriques et leur vérification expérimentale.

**54. Le résonateur de Hertz.** — Si nous considérons un fil circulaire, placé dans le champ variable, il sera parcouru par un courant induit qui dépendra de la variation du champ de force qui le traverse et qui changera de sens

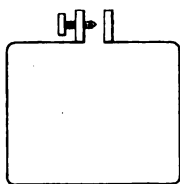
avec les changements d'énergie de cette variation.

Nous pouvons donc étudier ce courant de diverses manières.

1° Si le circuit est coupé en un point A, il y aura en ce point une différence de potentiel qui peut suffire à faire jaillir une étincelle. Un micromètre à vis délicate permet de mesurer la distance explosive maxima atteinte. Par ce procédé, on mesure donc la différence de potentiel maximum pendant la série d'oscillations.

2° Si les deux extrémités du circuit (*fig. 21*) sont mises en communication avec deux quadrants d'un électromètre dont l'aiguille est

Fig. 21.



isolée, on aura une déviation obtenue comme par la méthode idiostatique, puisque les quadrants agissent sur l'aiguille non chargée par la simple induction électrostatique : on aura

donc une déviation qui sera proportionnelle au carré moyen du potentiel.

3<sup>o</sup> Le circuit parcouru par un courant induit s'échauffe : on peut donc mesurer cet échauffement par un procédé délicat quelconque, bolomètre ou pince thermo-électrique. Dans ce cas, la chaleur de Joule étant à tout instant proportionnelle au carré de l'intensité, on mesurera une quantité proportionnelle au carré moyen de l'intensité pendant le temps de l'induction.

**55. Période propre du résonateur.** — Dans toutes ces circonstances il faudra faire attention à ce fait que le résonateur n'est point un appareil indifférent, mais qu'il a une période propre qui entre en jeu dans la production des phénomènes. Il se comportera exactement comme un pendule ébranlé par une cause périodique de période autre que la sienne.

Supposons un ébranlement communiqué à un pendule. Celui-ci se mettra à osciller avec sa période propre, c'est-à-dire qu'après avoir atteint son élongation maxima dans un temps donné, il reviendra dans le même temps à sa position d'équilibre. Si maintenant nous considérons un nouveau choc qui lui arrivera en un

point quelconque de sa course, nous verrons des phénomènes divers se passer suivant le point de la course où le choc se produit. Si la vitesse actuelle et l'impulsion sont de sens contraires, le pendule pourra être soit arrêté à sa position, soit même renvoyé en sens inverse de son mouvement. Il peut au contraire recevoir une impulsion concordant avec son mouvement, et alors celui-ci sera augmenté.

Si les impulsions ont exactement la période du pendule, celui-ci prendra un mouvement qui augmentera au delà de toute limite. Si les deux périodes ne coïncident pas exactement, il y aura production d'un régime variable qui ne se terminera jamais.

Voilà ce que donne l'analyse des phénomènes dans le cas où les oscillations pendulaires ne sont pas amorties. Si elles sont amorties, nous voyons les choses se modifier complètement.

Nous nous occuperons du cas où l'amortissement n'est pas trop considérable. Dans ce cas, les ondulations du pendule ont encore une période nettement définie, mais chacune est moins ample que la précédente. Il y aura régime permanent établi, quand l'énergie consommée dans l'amortissement pendant une oscillation sera exactement égale à l'impulsion

recupérée chaque fois par le pendule, grâce au choc qui entretient son mouvement.

Un pareil pendule nous décèlera donc bien l'existence d'une perturbation mais l'examen de son mouvement ne nous donnera qu'un renseignement éloigné sur la nature même du mouvement excitateur. Nous nous bornerons ici à cet énoncé, nous verrons plus loin de quelle façon ces propriétés du résonateur modifient les résultats possibles à prévoir pour les onduations électriques.

**56. Excitateur et résonateur accordés.** — D'ailleurs, pour l'étude préalable des phénomènes, pour la détermination de leur nature même, Hertz élimine cette cause d'erreur, en employant le résonateur donnant les effets maximum pour son excitateur.

Le fait même de l'existence d'une période propre nous montre en effet, comme nous l'avons vu, qu'il y aura une résonance maxima quand la cause excitatrice et le récepteur auront la même période propre. On pourra donc éliminer complètement les causes d'erreurs provenant de la différence des périodes en prenant, parmi une série de résonateurs, celui qui donne la plus grande distance explosive.



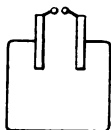
Les résonateurs dont nous venons de parler ont plusieurs formes. La plus usitée est un simple cercle ou rectangle formé par un fil métallique. Dans ce cas, on peut répéter le raisonnement fait pour les tuyaux sonores, et dire que le courant électrique doit présenter un nœud à chaque extrémité. Si l'on admet que l'ébranlement se propage le long du fil avec la vitesse limite mesurée par M. Blondlot, on a ainsi tous les éléments pour calculer la période du résonateur, nous verrons comment dans le Chapitre suivant.

Il y a à ce calcul une difficulté. MM. Sarasin et de La Rive ont montré en effet, comme nous l'indiquerons plus loin, qu'il n'y avait pas concordance entre le nombre ainsi obtenu et le nombre expérimentalement mesuré. Ceci tient à ce que l'extrémité du fil n'est pas un nœud exact de courant. Il y a en ce point un rayonnement d'énergie facile à prévoir, qui trouble les phénomènes. MM. Sarasin et de La Rive ont trouvé un résultat expérimental concordant avec cette dernière idée.

Enfin, pour avoir un résonateur de période calculable et éliminer les difficultés ci-dessus, M. Blondlot emploie le procédé que nous avons déjà décrit pour son exciteur. Un conden-

sateur est formé par un circuit rectangulaire (fig. 22), qui ici est continu au lieu d'être coupé

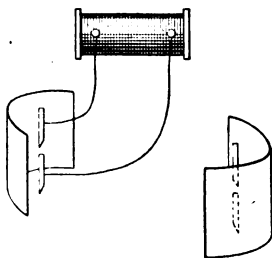
Fig. 22.



comme dans l'excitateur. Un micromètre à étincelles est placé en dérivation sur le condensateur.

**57. Le résonateur ouvert.** — Les résonateurs fermés que nous venons de décrire ne sont pas

Fig. 23.



les seuls employés. Autour d'un oscillateur de Hertz puissamment excité, on tire des étincelles de tous les morceaux de métal. Hertz a souvent employé comme résonateur un appa-

reil identique à son excitateur, mais dont les deux extrémités en regard étaient des pointes, entre lesquelles on observait des étincelles. La *fig. 23* montre un petit excitateur et un petit résonateur ainsi constitués, placés au foyer de miroirs paraboliques.

**58. Le cohéreur.** — Étudions maintenant le récepteur par excellence de la Télégraphie sans fils, le tube à limaille métallique de M. Branly.

Les ondulations électriques rapides dont nous venons de parler sont susceptibles de produire d'autres effets encore que les courants d'induction ayant pour siège un fil métallique de dimensions finies. Quand on soumet à leur action une limaille métallique convenable, elle prend de nouvelles propriétés. Ce fait a été découvert en 1890 par M. Branly.

Un certain volume de limaille métallique contenu dans un espace clos, fermé sur son pourtour par une matière isolante et fermé sur les deux faces latérales par des parois métalliques formant électrodes, présente au passage du courant électrique une résistance qui varie avec l'état des électrodes et avec celui de la limaille. Si la limaille est d'un métal inoxyidable,

pur, et parfaitement nettoyé, passé à l'alcool pour enlever les dernières traces de matières grasses, et s'il en est de même pour les électrodes, le système présente une conductibilité électrique assez grande.

Mais si l'on néglige une quelconque de ces précautions, si le métal n'est pas un métal inoxydable surtout, la résistance d'une pareille masse de limaille devient considérable. Elle atteint facilement l'ordre du mégohm. Mais cette résistance n'est pas constante, elle dépend d'un grand nombre de circonstances. Le serrage a une influence très grande, le degré d'oxydation de la surface aussi. Enfin, les perturbations électriques ont une action considérable sur cette conductibilité.

En 1885, M. Calzecchi Onesti, en Italie, avait observé un fait curieux : c'est que de la limaille de fer contenue dans un tube de verre placé entre deux électrodes métalliques, devenait subitement conductrice quand on en mettait les électrodes en communication avec les deux pôles du secondaire d'une bobine de Ruhmkorff. Ce travail passa complètement inaperçu : il n'était pas, en effet, susceptible d'applications, et ne présentait aucune portée théorique.

Aussi était-il complètement inconnu, quand

M. Branly découvrit le changement de conductibilité des limailles quand on fait jaillir dans leur voisinage une étincelle électrique. La résistance tombe subitement de l'ordre du mégohm à quelques ohms. Si donc une pile est fermée sur le tube, celui-ci laissera passer un courant qui pourra produire une action quelconque : déviation d'un galvanomètre, mise en action d'un électro-aimant. Par ce dernier procédé on pourra soit faire fonctionner directement un appareil enregistreur, soit fermer un circuit local. L'électro-aimant sera alors un relais analogue à celui dont nous avons indiqué l'usage précédemment dans la Télégraphie par fils. On peut donc ainsi déclencher un courant électrique aussi puissant qu'on le veut, et produire des effets considérables.

Il n'y a aucune espèce de rapport entre l'énergie mise ainsi en liberté et la si petite énergie nécessaire pour faire jaillir une étincelle électrique. Et nous verrons bientôt quelle infime partie de cette dernière énergie est nécessaire pour faire fonctionner le tube à limaille. Au point de vue de la conservation de l'énergie, nous devons expliquer ce résultat. L'énergie émise par l'étincelle et qui impressionne le

tube à limaille ne sert que de déclenchement, elle joue le rôle de la main du mécanicien qui ouvre un robinet et fait partir une puissante machine. L'énergie est accumulée à l'état potentiel, n'attendant que l'occasion de devenir actuelle. C'est donc par un procédé tout autre que celui qui met en jeu le tube à limaille qu'a été accumulée l'énergie ainsi libérée. L'énergie d'induction qui vient agir sur le tube à limaille joue exactement le même rôle que l'onde électrique propagée le long du fil de la ligne télégraphique qui vient fermer, au moyen du relais, le circuit d'une pile locale. Nous avons vu ci-dessus que le dispositif du relais était nécessaire à cause de la chaleur de Joule perdue dans le fil, nous verrons bientôt qu'il est nécessaire encore ici à cause des propriétés du retour à sa résistance primitive du tube à limaille. M. Branly a en effet montré que, si l'action d'une étincelle voisine diminuait énormément la résistance du tube à limaille, cette résistance reparaissait intégralement sous l'action d'un simple choc.

**59. Régénération du cohéreur.** — Nous voyons donc apparaître ainsi la possibilité de régénérer très rapidement et très simplement le tube

aussitôt qu'il a reçu un signal, et, par conséquent, d'employer systématiquement l'appareil à la production de signaux analogues à ceux de Morse. Il suffit que le courant même qui le traverse fasse fonctionner un marteau de sonnerie qui frappe sur le tube.

L'expérience nous apprend que, pour que le tube soit régénérable, il faut que la force électromotrice fermée sur lui ne soit pas trop grande. Il ne doit pas, en effet, débiter un trop grand courant, il faudra donc proportionner la force électromotrice à la résistance du relais qui devra fonctionner. Un ou deux éléments de Leclanché sont tout ce que l'on doit employer dans les conditions ordinaires de la pratique.

Tel est, dans ses grandes lignes, le fonctionnement des tubes à limaille de M. Branly. Nous devons maintenant indiquer les étapes qui ont été suivies dans son emploi.

Le premier qui eut l'idée de l'employer pour remplacer le résonateur de Hertz est M. Lodge, qui put ainsi révéler des ondes électriques déjà assez faibles. Puis on chercha à systématiser la construction de l'instrument en employant, non plus de la limaille métallique, mais des morceaux de métal amenés au contact. Ceci est aux dépens de la sensibilité,

mais en faveur de la régularité du fonctionnement de l'appareil. Les tubes de M. Branly ou de M. Lodge sont, en effet, très capricieux. Les tubes extra-sensibles, dont nous allons indiquer ultérieurement la construction, sont plus capricieux encore; aussi, pour les études théoriques, où l'on cherche surtout la régularité de l'action, emploie-t-on des appareils plus grossiers. On a souvent employé de petites vis de fer ou de cuivre, mais l'appareil le meilleur pour ce genre d'études est celui de M. Bose dont nous avons déjà prononcé le nom.

Il se compose d'une série d'hélices en fil d'acier. Ces hélices sont posées à plat, l'une au-dessus de l'autre, dans un tube en ébonite, de manière à être en contact respectivement par une ligne. Elles sont comprises entre deux pièces de bronze, par lesquelles on amènera le courant. L'une de ces pièces est mobile et permet de faire varier le serrage, qui a la plus grande influence sur le fonctionnement de l'instrument.

Mais je ne veux pas insister sur ce dernier perfectionnement, qui n'a pas d'importance au point de vue de la Télégraphie sans fils; je veux seulement maintenant exposer l'état de la question de la théorie du tube à limaille.



**60. Expériences sur le fonctionnement du cohéreur.** — Quand il découvrit la propriété fondamentale du cohéreur, M. Branly émit l'idée que son fonctionnement était dû à une modification, sous l'action des ébranlements électriques, de l'éther environnant les particules de limaille. M. Branly continue à être partisan de son ancienne théorie. Elle me semble condamnée par les dernières expériences. M. Lodge, quand il eut fait usage de ce genre d'appareil, fit immédiatement l'hypothèse qu'il se formait, sous l'action des ondulations électriques, des contacts entre les diverses pointes de limaille. Aussi donna-t-il à cet appareil le nom de *cohéreur*. M. Branly, n'admettant pas l'interprétation de M. Lodge, veut lui donner le nom de *radioconducteur*, qui ne préjuge rien sur le mode de fonctionnement. Cependant le nom de *cohéreur* semble actuellement le plus en honneur, surtout depuis les expériences dont je vais parler.

L'année dernière, M. Arons eut l'idée d'étudier sous le microscope ce qui se passait dans les limailles soumises aux actions d'induction de haute fréquence. Le problème à résoudre était d'obtenir un petit espace tel que l'action des ondes se fit sentir forcément dans le champ

du microscope. M. Arons y arriva en collant sur une lamelle de verre deux lames triangulaires en papier d'étain, qui laissaient entre leurs sommets un espace extrêmement petit. En ce point il place une très petite quantité de limaille. De la sorte, les ondes agissent forcément en ce point précis. Les deux lames de papier d'étain servent de conducteurs pour amener le courant d'une pile. La résistance de l'appareil, non soumis aux oscillations électriques, est considérable. Aussitôt qu'une étincelle éclate dans le voisinage, la résistance diminue, et un courant notable passe. En même temps, on voit, sous le microscope, se former des ponts de limaille, et de petites étincelles jaillir aux points où les grains de limaille sont au contact. Quand on vient à produire un choc sur la préparation, on voit aussitôt les ponts se détruire, en même temps que la résistance revient à une valeur très élevée.

Ceci se passe quand les ondulations électriques n'ont pas été trop intenses. Sans cela les ponts formés sont beaucoup plus considérables, et le choc ne suffit plus pour les détruire. On remarque avec les cohérences sensibles des effets de cette nature. Il ne faut pas les exposer à des ondulations trop énergiques,

si l'on veut les garder en bon état de fonctionnement.

Ces expériences ne suffisaient pas pour expliquer un phénomène déjà observé par M. Branly : c'est que les effets indiqués se produisaient même dans le cas des limailles incluses dans un milieu isolant. Aussi M. Arons fit-il l'expérience en noyant la limaille dans un vernis au copal. Il vit alors se former, sous l'action des ondes électriques, autour des petites pointes de la limaille, de petites bulles gazeuses. Ceci ne pouvait pas expliquer la conductibilité, puisque les gaz ne sont pas conducteurs. Mais M. Arons a terminé ces expériences en étudiant simplement l'intervalle entre deux pointes vraiment infiniment voisines de papier d'étain collé sur verre. Il observa alors que la résistance, pratiquement infinie au moment où l'appareil venait d'être fait, atteignait une valeur encore considérable, mais mesurable, lorsque des oscillations électriques s'étaient produites au voisinage, et en même temps l'observation microscopique montrait le dépôt sur le verre, entre les deux pointes, d'une couche infiniment mince de métal volatilisé, puis déposé.

Ce sont donc, d'après M. Arons, et contrai-

rement aux idées de M. Branly, des phénomènes purement matériels qui se produisent dans la limaille sous l'action des ondulations électriques. Ce sont les phénomènes mêmes des décharges disruptives finies que nous observons, qui se produisent en infiniment petit. Mais les quantités vraiment très petites de matière mises en jeu font comprendre comment les effets peuvent se produire entre de petites pointes de limaille, même quand on dispose d'une énergie infiniment petite. La densité de l'énergie, si j'ose m'exprimer ainsi, sera finie, si l'espace où elle est mise en jeu est infiniment petit du même ordre qu'elle, et il pourra, par conséquent, y avoir production d'une infiniment petite volatilisation ou d'une infiniment petite fusion.

Cette conception semble encore prendre une nouvelle consistance d'après les expériences de M. Thomas Tommasina. Dans ces expériences, un cohéreur élémentaire, comme dit l'auteur, est formé d'un plateau métallique porteur d'un peu de limaille, et d'un pendule à boule de nickel situé au-dessus. On amène le pendule au contact juste de la limaille, de manière que la conductibilité n'ait pas encore lieu, puis on produit au voisinage des ondes

électriques. Le courant s'établit. On peut alors écarter notablement le disque de la boule, sans que la conductibilité soit détruite. Il se forme une chaîne de particules métalliques qui se maintient jusqu'à 0<sup>m</sup>,06, d'après l'auteur. Cette longueur est considérablement réduite si l'on rompt le courant avant d'abaisser le disque métallique porteur de la limaille. Il semble donc que le courant a une action sensible sur le cohéreur. Cependant sa présence n'est pas nécessaire; on peut faire très facilement l'expérience. Un tube à limaille est exposé aux oscillations électriques à circuit ouvert, puis le courant est fermé; on constate alors que la conductibilité est établie. C'est même là la manière véritable d'étudier la sensibilité de ces appareils, car on comprend aisément l'importance de l'induction dans le circuit qui contient le cohéreur, outre celle de la présence de la pile.

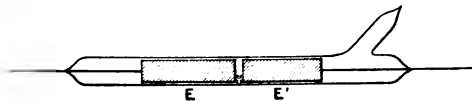
Il me reste, maintenant que j'ai donné mon avis sur le fonctionnement du tube à limaille, à indiquer sa construction pratique et ses conditions de sensibilité.

Nous avons indiqué ci-dessus le rôle fondamental des travaux de M. Branly et de M. Lodge. Nous devons parler maintenant de

M. Marconi, qui a étudié avec le plus grand soin la construction du cohéreur, et qui a donné des règles aujourd'hui universellement suivies.

Il faut employer des espaces extrêmement petits, contenant extrêmement peu de limaille. Les électrodes remplissent complètement un petit tube de verre (*fig. 24*) de 2<sup>mm</sup> à 3<sup>mm</sup> de

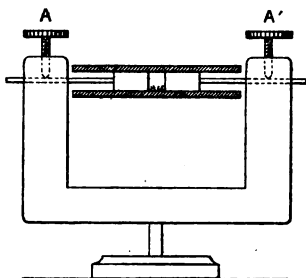
Fig. 24.



diamètre, et laissent entre elles un espace de 0<sup>mm</sup>,5 à 1<sup>mm</sup>. On verse dans cet espace une très petite quantité de limaille, qui doit être loin de le remplir. Si même on veut obtenir la plus grande sensibilité possible, il faut pouvoir régler convenablement la distance des électrodes par rapport à la quantité de limaille qu'elles comprennent. C'est là une opération très délicate, que chacun fait un peu à sa guise. On peut opérer, comme M. Branly le fait actuellement, en plaçant les deux électrodes dans des logements A, A' (*fig. 25*) percés aux extrémités d'un support. Des vis permettent de les maintenir à la distance voulue. Le tube de verre est simplement maintenu par les électrodes. On

introduit dans le tube une très petite quantité de limaille, et l'on règle par tâtonnements la

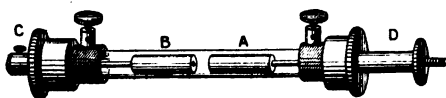
Fig. 25.



distance des électrodes jusqu'à la sensibilité maxima. On les fixe alors au moyen des vis.

On peut aussi faire porter les électrodes par des vis qui entrent dans des filetages mastiqués aux extrémités du tube (*fig. 26*). Cela

Fig. 26.

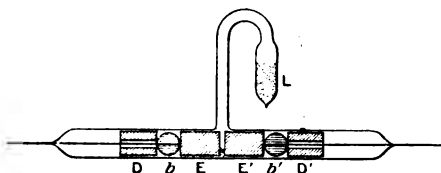


facilite peut-être un peu le réglage. Ce procédé a été aussi employé par M. Branly.

Enfin on peut, à l'exemple de M. Blondel, souder au tube, au droit de la séparation entre

les deux électrodes, un tube rectangulaire coudé (*fig. 27*), formant réservoir de limaille. On peut alors, en renversant le tube avec précaution et d'une manière convenable, arriver à introduire entre les électrodes la quantité de limaille utile. Ce dernier système présente le grand avantage de permettre d'opérer en un

Fig. 27.



tube complètement clos, c'est-à-dire, si on le veut, dans le vide. Si, comme nous l'avons dit ci-dessus, le rôle essentiel dans le fonctionnement du cohéreur est joué par les oxydes situés à la surface des grains de limaille, tout ce qui fait varier cette oxydation doit modifier profondément le fonctionnement de l'appareil. C'est ce que l'expérience vérifie de point en point et c'est pour cela que M. Blondel a créé ce type d'instrument.

De nombreuses publications ont été faites depuis peu sur ce sujet; aucune ne nous



semble plus concluante et plus nette que celle de MM. Blondel et Dobkévitch. Les faits ont été soigneusement observés, et publiés sans aucun souci d'intérêts commerciaux. Ceci est rare en cette matière, car de grands intérêts sont engagés dans cette question, si susceptible d'applications pratiques; et les constructeurs qui ont répété l'expérience de Marconi se sont bien gardés de donner les résultats complets de leurs essais. Nous allons donc résumer la question d'après le Mémoire que nous venons d'indiquer.

Il est d'abord fort difficile de construire tous les cohéreurs dans des conditions comparables. Aussi, pour étudier la valeur des diverses limailles, faut-il définir la construction d'une manière exacte. Pour cela, une des électrodes étant fixée en bas du tube placé verticalement, une petite quantité de limaille, toujours la même, est introduite. Puis la seconde électrode, qui est montée à vis dans le tube, est amenée au contact de la limaille, puis éloignée jusqu'à ce que le courant cesse de passer. L'appareil est alors mis horizontal et exposé aux ondes, à circuit ouvert, ce qui, comme nous l'avons indiqué ci-dessus, a une très grande importance.

La source d'ondulations électriques est une simple sonnerie de 6 ohms munie d'un seul élément Leclanché. La seule rupture du courant de cette sonnerie produit une perturbation infiniment faible, qui suffit pour impressionner le tube jusqu'à une distance de 2<sup>m</sup> ou 3<sup>m</sup>, quand il est dans un état de sensibilité réellement convenable.

Les électrodes de ce tube d'essai sont en platine et toujours soigneusement nettoyées. Dans ces conditions, on peut diviser les métaux en deux classes :

1° Ceux dont les limailles, sous faible épaisseur, laissent toujours passer le courant. Ce sont les métaux inoxydables;

2° Ceux qui opposent au courant une résistance très grande à l'état naturel, et presque nulle sous l'effet des ondes hertziennes; ce sont les métaux légèrement oxydables, employés suffisamment frais, tels que le fer, le cuivre, le nickel, le chrome, l'aluminium, etc.

Pour ces divers métaux, il y a de grandes différences. Avec le nickel on a de bien meilleurs résultats qu'avec l'aluminium préconisé par certains expérimentateurs. Les tubes peuvent être éloignés deux fois plus de la source, ce qui correspond à une énergie nécessaire quatre

fois plus faible. La différence s'accroît quand les limailles ont été quelque temps exposées à l'air.

D'ailleurs, l'exposition à l'air est très mauvaise pour toutes les limailles oxydables. Il faut, quand elles ont leur dose convenable d'oxydation, sceller le tube et y faire le vide, suivant le conseil de M. Lodge. C'est ce qu'a fait M. Blondel dans les tubes qu'il emploie. Mais comme, malgré tout, la limaille s'use encore en fonctionnant : c'est pour cela qu'il a ajouté à ses tubes scellés la partie à angle droit qui sert de réservoir de limaille.

L'utilité de la présence d'une couche isolante pour le fonctionnement du cohéreur est montrée par ce fait, observé simultanément et indépendamment par MM. Blondel et Tissot, que la limaille d'argent sulfurée donne de bons appareils ; mais ces grains ne sont ni assez réguliers, ni assez durs.

Enfin, l'emploi d'alliages convenables d'argent et de cuivre ou d'or et de cuivre permet d'obtenir des limailles d'oxydabilité variable avec les teneurs en cuivre. L'alliage monétaire à 10 pour 100 ne s'oxyde qu'à chaud. On peut donc, en le chauffant d'une manière convenable, lui donner telle propriété qu'on veut.

C'est de cette manière qu'on peut réaliser des cohéreurs sensibles jusqu'à 3<sup>m</sup> de la sonnerie définie plus haut.

Cette sorte de cohéreur a été réalisée par M. Branly et M. Blondel, indépendamment l'un de l'autre.

Enfin, nous terminerons cette étude du cohéreur en étudiant ce que M. Blondel a appelé les *cohéreurs inverses*.

Nous avons vu que, si limaille et électrodes sont d'un métal tout à fait inoxydable, il n'y avait aucun effet de cohérence. Il n'en est pas de même si un seul des deux métaux est oxydable. On a fait fonctionner, en effet, des tubes à limaille d'or pur ou de platine pur, mais entre des électrodes de maillechort par exemple. Il est rationnel de penser alors que l'action est due à la couche d'oxyde placée sur l'électrode.

Tel est l'état actuel de la question du cohéreur. Nous y avons longuement insisté, car le cohéreur est l'instrument principal de la Télégraphie sans fils. Nous avons tâché, dans cette question aujourd'hui brûlante, d'être impartial. Nous avons laissé de côté les intérêts commerciaux, qui n'ont rien à faire ici, pour assurer à chacun la part qui lui revient. Nous avons dû citer d'autres noms à côté de celui

de M. Branly, mais nous ne voulons pas terminer ce Chapitre sans dire que si certains perfectionnements ont été faits par d'autres, et si M. Onesti avait vaguement pressenti quelque chose, la paternité de la méthode ne lui en revient pas moins.

---

---

## CHAPITRE VII.

### LA PROPAGATION DE L'INDUCTION DANS LES DIÉLECTRIQUES.

**61. Les rôles du diélectrique dans les diverses théories.** — Jusqu'ici nous avons employé presque uniquement les théories anciennes de l'électricité; nous avons, d'une part, considéré ce qui se passe dans un fil parcouru par un courant comme quelque chose d'analogue à un courant hydraulique. Nous avons bien montré comment, pour rendre compte des phénomènes d'induction, il fallait, dans notre modèle hydraulique, introduire l'hypothèse d'un milieu ambiant, et comment, en se plaçant dans des conditions convenables, au moyen d'oscillations très rapides, M. Blondlot avait montré qu'il existe une vitesse de propagation limite le long d'un fil pour de pareilles oscillations.

Nous n'avons pas, jusqu'ici, considéré ce

qui se passe dans le milieu ambiant, en fonction du temps. Nous ne savons donc pas si celui-ci se comporte comme un milieu qui transmet des ondes à la façon de la matière ordinaire ou de l'éther lumineux, ou si, au contraire, nous devons le considérer comme Descartes considérait le milieu qui transmet la lumière, c'est-à-dire comme transmettant instantanément à toute distance un ébranlement quelconque. Nous ne savons pas, en effet, si le phénomène de la propagation le long des fils avec une vitesse déterminée n'est pas dû précisément au fil lui-même ou à la couche de passage entre le fil et le diélectrique.

Il y a d'ailleurs une probabilité très grande pour qu'il n'en soit pas ainsi. Si les perturbations électriques ont pour siège la matière elle-même, elles doivent avoir pour vitesse de propagation une vitesse compatible avec les propriétés de celle-ci. Nous avons vu, par l'étude de la propagation le long des fils, qu'il n'en est rien. La vitesse de propagation limite que nous avons trouvée est numériquement égale à la vitesse de propagation de la lumière; nous sommes donc loin ici d'une vitesse explicable par les propriétés de la matière.

**62. Rôle probable de l'éther lumineux.** — Nous avons vu, dans le Chapitre II, que la vitesse de propagation d'un ébranlement était caractéristique du milieu où il se propage. Nous devons donc penser que l'éther lumineux lui-même est le siège des phénomènes électriques, puisque les perturbations électriques se propagent avec la même vitesse que les perturbations de l'éther auxquelles sont dus les phénomènes lumineux.

Ceci ne veut pas dire que les phénomènes électriques puissent prendre naissance dans l'éther lumineux même. La lumière, d'ailleurs, est dans le même cas. Aucun phénomène lumineux ne prend naissance, s'il n'existe pas une source constituée par de la matière animée d'une certaine énergie. De même, nous ne verrons jamais de phénomène électrique produit, s'il n'y a pas quelque part de matière convenable et excitée par de l'énergie convenable.

L'éther est le milieu hypothétique, impondérable, qui transmet l'énergie radiante, c'est-à-dire qui absorbe une partie de l'énergie cinétique des molécules matérielles pour la transmettre dans toutes les directions, sans être le siège d'aucune absorption d'énergie.



L'existence d'un pareil fluide suffit à expliquer tous les phénomènes actuellement connus de la lumière.

**63. Importance des phénomènes électriques pour la théorie de l'éther.** — Il semble bien qu'on doive aussi demander à l'éther l'explication des phénomènes électriques. D'ailleurs, si cette explication échouait, ce serait, on peut le dire, la condamnation de l'hypothèse de l'éther.

Laissons, en effet, parler Maxwell :

« Remplir l'espace d'un milieu impondérable nouveau toutes les fois qu'on a à expliquer un phénomène nouveau serait vraiment bien peu philosophique ; au contraire, si, étant arrivés indépendamment par l'étude de deux branches différentes de la Science à l'hypothèse d'un milieu, les propriétés qu'il faut attribuer à ce milieu pour rendre compte des phénomènes électromagnétiques se trouvent être de la même nature que celles que nous devons attribuer à l'éther lumineux pour expliquer les phénomènes de la lumière, nos raisons de croire à l'existence physique d'un pareil milieu se trouveront sérieusement confirmées. »

Nous pouvons donc dire que les phénomènes électriques nous donnent un criterium pour juger la valeur de la théorie de l'éther. Nous savons deux choses : 1° que les phénomènes

d'induction se produisent à distance ; 2° que les phénomènes de self-induction se propagent le long des fils avec une vitesse limite égale à celle de la lumière, qui, par conséquent, nous prouve qu'il y a un milieu impondérable à faire intervenir.

La théorie de la lumière nous apprend que quand un ébranlement se transmet ainsi dans une direction, il doit se transmettre tout alentour. Nous devons donc attribuer, pour pouvoir continuer à admettre l'existence de l'éther lumineux, à la propagation dans l'espace de l'onde de self-induction, les phénomènes d'induction mutuelle.

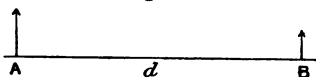
**64. Phénomènes possibles à étudier avec les oscillations électriques dans l'air.** — Nous avons expliqué au commencement du Chapitre précédent que, pour mettre ce fait en évidence, il fallait s'adresser à des ondulations très fréquentes. Le calcul conduit comme nous l'avons indiqué ci-dessus (formule de Thomson) nous montre que, avec les procédés ordinaires, en employant des capacités courantes, on ne peut guère obtenir pour les ondulations produites que des perturbations ayant une période aux environs de  $10^{-7}$  se-

conde (<sup>1</sup>). Nous nous proposons maintenant de voir ce que nous pourrons étudier avec des ondes de cette fréquence, quelles facilités elles nous donneront d'une part, et quelles difficultés d'une autre. Pour cela, nous allons supposer le problème résolu, supposer que ces ondes sont vraiment de la même nature que la lumière, et voir ce que deviennent les propriétés de celle-ci quand sa fréquence atteint cette valeur.

Nous allons donc définir ici les principales propriétés des mouvements vibratoires.

**65. Longueur d'onde.** — Soit un mouvement vibratoire ayant pour source le point A (*fig. 28*),

Fig. 28.



qui commence à vibrer au temps 0 ; au bout d'un temps  $t$ , il y aura une molécule située à une distance  $d$ , au point B, qui commencera à en-

---

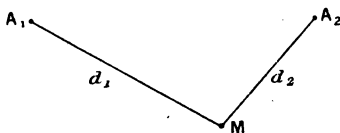
(<sup>1</sup>) Je rappelle que  $10^7$  représente 10 000 000, et l'on convient de représenter par  $10^{-7}$  la fraction  $\frac{1}{10\,000\,000}$ . Cette notation est universellement adoptée maintenant et employée en Électricité.

trer en vibration. Le quotient  $\frac{d}{t}$  représente ce qu'on appelle la *vitesse de propagation* du mouvement ondulatoire, et l'on a la formule  $d = Vt$ . Quand le point B commence son mouvement, il part dans la même direction que le point A. Il y a un point B, qui est tel qu'il commence à vibrer, c'est-à-dire qu'il part dans la direction qu'avait A au début du mouvement, au moment même où A, après avoir accompli une révolution complète, repassera par sa position d'équilibre. Le temps  $t$  sera alors égal à la période du mouvement vibratoire, par définition même; on le désigne par  $T$ . La distance  $d$  s'appelle alors la *longueur d'onde*, et les points A et B jouissent de la propriété de vibrer toujours synchroniquement. La longueur d'onde se nomme  $\lambda$ , et l'on a la relation  $\lambda = VT$ , entre la longueur d'onde, la vitesse de propagation et la période du mouvement. Si nous considérons maintenant un point situé à  $\frac{d}{2}$  de la source, il est évident que son mouvement commencera quand la source aura accompli une demi-révolution, c'est-à-dire que le point et la source auront toujours des mouvements contraires.

**66. Phase du mouvement vibratoire.** — Ceci s'exprime en disant que : deux points distants d'une longueur d'onde sont en concordance de *phase*, et que deux points distants d'une demi-longueur d'onde sont en discordance de phase.

**67. Les interférences.** — Soient deux sources  $A_1$  et  $A_2$  (fig. 29), *vibrant synchroniquement*,

Fig. 29.



et un point M. Ce point va recevoir des mouvements venus des deux points  $A_1$  et  $A_2$ . Soient  $d_1$  et  $d_2$  ses distances à  $A_1$  et  $A_2$ . Occupons-nous du mouvement reçu de  $A_1$ . Ce mouvement est parti de  $A_1$  depuis un temps  $t_1$  donné par  $d_1 = Vt_1$ .

Ceci veut dire que le mouvement reçu par le point M de  $A_1$  sera le même que celui de cette même source un temps  $t_1 = \frac{d_1}{V}$  auparavant.

Nous pouvons répéter pour la deuxième source ce que nous venons de dire pour la première, et le mouvement envoyé par celle-ci en M sera

le même que celui de la source un temps  $t_2 = \frac{d_2}{V}$  avant le moment considéré. Tout se passe donc comme si l'on avait à comparer le mouvement de la source  $A_1$  avec celui de la source  $A_2$  retardé d'un temps constant égal à  $t_2 - t_1$ . Or  $A_2$  vibre comme  $A_1$ , par hypothèse. Donc tout se passe comme si l'on avait à comparer deux mouvements pris sur la même trajectoire d'une molécule vibrante, mais en deux points différents tels que, pour aller de l'un à l'autre, la molécule mette le temps  $t_2 - t_1$ . Si  $t_2 - t_1 = nT$ ,  $n$  étant un nombre entier quelconque, les mouvements seront toujours concordants. Si  $t_2 - t_1 = \frac{(2n+1)T}{2}$ , les mouvements seront toujours discordants, et le point M sera toujours immobile (<sup>1</sup>). Entre ces cas extrêmes peuvent se trouver tous les cas intermédiaires.

Si  $t_2 - t_1 = nT$ , ceci veut dire que

$$d_2 - d_1 = V(t_2 - t_1) = nVT,$$

c'est que  $d_2 - d_1$  représente un nombre entier de longueurs d'ondes.

(<sup>1</sup>) Nous supposons ici que l'intensité des mouvements de  $A_1$  et  $A_2$  en M est la même. Si elle ne l'était pas, au lieu de l'immobilité absolue, on aurait seulement un mouvement minimum.

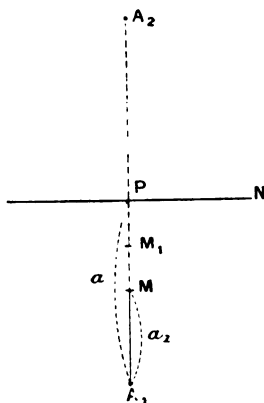
On voit donc que, si l'on peut disposer de deux sources vibrant synchroniquement, on observera des vibrations maxima en des points tels que  $d_2 - d_1$ , soit un nombre entier de longueurs d'ondes. Ces points sont ce qu'on nomme des *ventres*. On observe de même des *nœuds* quand  $d_2 - d_1$  est un nombre impair de demi-longueurs d'ondes. Il y a production de ce qu'on nomme des *franges d'interférence*.

**68. Miroirs de Fresnel.** — On peut réaliser en Optique deux sources lumineuses vibrant synchroniquement au moyen de la réflexion. Si l'on prend une source lumineuse et deux miroirs faisant entre eux un tout petit angle, la réflexion sur ces deux miroirs donnera deux images très voisines, qui deviendront les deux sources  $A_1$  et  $A_2$ , et l'on observera autour de la perpendiculaire à  $A_1 A_2$  les franges d'interférence, dont la position permettra de déterminer la longueur d'onde de la lumière. C'est l'expérience célèbre des deux miroirs de Fresnel.

**69. Expériences de MM. Wiener et Lippmann.** — Un autre procédé a donné, dans ces dernières années seulement, un résultat analogue

à M. Otto Wiener et à M. Lippmann. Ce dernier a réalisé ainsi la Photographie des couleurs. Nous pouvons chercher à faire interférer au-devant d'un miroir N une onde plane avec

Fig. 30.



son onde réfléchiée sous l'incidence normale. Il y aura alors, suivant la théorie, formation de nœuds et de ventres dans des plans parallèles au miroir. Cherchons la distance de deux plans de nœuds ou de deux plans de ventres. Posons  $A_1 P = a$ ,  $d_1 = A_1 M$ . Alors  $A_2$  étant symétrique de  $A_1$  par rapport au miroir, d'après les lois de la réflexion,

$$d_2 = A_2 M = 2a - d_1,$$



donc

$$d_2 - d_1 = 2(a - d_1).$$

Si l'on a un ventre en M,

$$d_2 - d_1 = 2(a - d_1) = n\lambda;$$

pour le ventre voisin M<sub>1</sub>, on aura

$$2(a - d'_1) = (n + 1)\lambda,$$

d'où, en retranchant,

$$2(d_1 - d'_1) = 2MM_1 = \lambda,$$

ou

$$MM_1 = \frac{\lambda}{2}.$$

La distance de deux ventres est la demi-longueur d'ondulation (<sup>1</sup>).

**70. Longueurs d'onde de la lumière.** — Voyons, pour la lumière, à quelle distance doivent être les plans M, M<sub>1</sub>. La mesure par les deux miroirs et d'autres procédés plus précis ont donné, pour la longueur d'onde de la lumière jaune de la soude,  $589 \times 10^{-7}$  centimètres. (Nous em-

---

(<sup>1</sup>) Les nœuds seront parfaitement nets si la distance de la source au miroir est infiniment grande par rapport à la longueur d'onde et si l'on observe tout près du miroir.

plioierons toujours le système C. G. S. de mesures).

La vitesse de la lumière est  $3 \times 10^{10}$  centimètres, d'après les mesures de M. Cornu, donc  $589 \cdot 10^{-7} = 3 \cdot 10^{10} \times T$ , d'où  $T = 190 \times 10^{-17}$  seconde ou environ  $2 \cdot 10^{-15}$  seconde, c'est-à-dire deux quadrillonièmes de seconde. Il y a donc cinq cent trillions de vibrations par seconde pour la raie jaune de la soude.

**71. La diffraction.** — L'étude des radiations lumineuses dont nous venons de définir les propriétés a montré une série de phénomènes qui ont la plus grande importance au point de vue qui nous occupe, je veux parler des phénomènes de diffraction.

En Optique élémentaire, on a l'habitude de considérer des rayons lumineux, le long desquels la lumière se propage en ligne droite. Mais on sait depuis longtemps que la lumière qui passe à travers une petite ouverture s'épandait dans toutes les directions. Il se produit alors des phénomènes de diffraction. Il y a une série de maxima et de minima formant des franges analogues à celles d'interférence. Si l'ouverture devient assez petite, il y a un épanouissement de la lumière.

Nous ne pouvons entrer ici dans un aperçu sur le phénomène, qui nous entraînerait trop loin ; nous voulons seulement en retenir que la limitation d'une onde par un écran empêche la propagation régulière de la lumière.

Toute limitation produit le même effet. On les observe si, au lieu d'employer un écran ordinaire, on emploie un miroir, aussitôt que le miroir devient assez petit. Il faut savoir de quel ordre de grandeur doit être le miroir pour que l'épanouissement prenne naissance. On voit immédiatement, par l'étude de la diffraction, que les phénomènes décrits auront lieu aussitôt que les dimensions du miroir deviendront de l'ordre de grandeur de la longueur d'ondulation.

**72. Concentration des radiations.** — Quand une source lumineuse ordinaire envoie normalement son énergie, elle l'envoie également dans toutes les directions. Il y a propagation d'ondes sphériques, sur lesquelles l'énergie est uniformément répartie ; toutes les directions de l'espace sont identiques. Si l'on place cette source au foyer principal d'un miroir concave, la lumière au contraire est, après réflexion, rendue parallèle à l'axe du miroir.

Ceci suppose que la source est rigoureusement punctiforme, et que le miroir est assez grand pour que les phénomènes de diffraction, qui se produisent toujours sur les bords, soient négligeables. Si le miroir devient assez petit, même en gardant la courbure convenable pour que la source reste en son foyer, et si l'on considère le point de la source lumineuse qui est précisément en ce foyer, il y aura phénomènes de diffraction, et l'épanouissement de l'onde deviendra considérable aussitôt que la dimension du miroir deviendra de l'ordre de la longueur d'onde.

**73. Éclat d'une source.** — Mais nous devons considérer autre chose encore : c'est la dimension de la source. Si celle-ci est située dans le plan focal du miroir, les rayons émanés de l'un de ses points seront toujours parallèles entre eux. La direction du faisceau réfléchi dû au point  $M$  s'obtient donc en menant le rayon non dévié par réflexion, c'est-à-dire le rayon  $MO$ ,  $O$  étant le centre de la surface. Donc, dans la direction même de l'axe, on ne peut concentrer que la lumière émise par le point  $f$  même, et l'on n'augmentera pas l'effet utile du miroir au point de vue de la concen-

tration de l'énergie dans une direction donnée, en augmentant la surface de la source de lumière; tout dépend de l'éclat de celle-ci, c'est-à-dire de son *intensité par unité de surface*.

Nous voyons ainsi que, pour caractériser l'effet dû à une source dans une direction, il est tout à fait insuffisant de connaître la puissance dépensée dans la source tout entière, qu'il faut au même titre connaître la surface d'émission de celle-ci.

C'est la théorie des projecteurs que nous venons d'esquisser ici, et nous verrons dans un Chapitre suivant toute l'application qu'elle a au point de vue de la Télégraphie sans fils; mais, auparavant, nous allons nous occuper de l'application aux ondes électriques des autres principes de la théorie de la lumière.

---

---

## CHAPITRE VIII.

### PROPAGATION DE L'INDUCTION DANS LES DIÉLECTRIQUES (suite).

**74. Vitesses de propagation des perturbations élastiques et électriques.** — Nous avons posé, dans le Chapitre précédent, les bases d'après lesquelles nous devons chercher à identifier l'éther lumineux avec le milieu qui transmet les perturbations électriques. La première question est de savoir si les perturbations électriques se propagent avec la même vitesse que les perturbations lumineuses.

On ne pourrait *a priori* déduire d'expériences contraires à cette hypothèse que le milieu qui transmet les perturbations électriques est différent de l'éther lumineux. La théorie de l'élasticité nous apprend en effet que deux espèces de perturbations peuvent se propager dans un milieu : 1° celles qui sont dues à un mouvement normal à l'onde : ce sont les *vibrations longitudinales*; 2° celles qui sont dues à une

perturbation située dans le plan tangent à l'onde : ce sont les *vibrations transversales*.

Ces deux espèces de perturbations doivent se propager avec des vitesses différentes. L'étude de l'Optique a montré à Fresnel que la perturbation lumineuse était purement transversale; nous pourrions cependant trouver en Électricité des perturbations longitudinales qui se propageraient par conséquent avec une autre vitesse. Mais, si nous démontrons que les perturbations électriques se propagent avec la vitesse de la lumière, nous aurons démontré du même coup qu'elles se produisent dans l'éther lumineux, et qu'elles sont transversales.

Si d'ailleurs les perturbations électriques étaient dues à des perturbations en partie transversales et en partie longitudinales, nous devrions trouver deux vitesses de propagation différentes.

**75. Les idées de Maxwell.** — La première idée de ce qui précède est due à Maxwell. Il appliqua le calcul mathématique à un certain nombre d'hypothèses que nous allons faire ressortir, et il en tira ce résultat considérable : *Le carré de la vitesse de propagation des ébranlements électromagnétiques dans le*

*vide est exprimable facilement au moyen des rapports des unités des diverses grandeurs électriques exprimées, d'une part, dans le système électromagnétique et, d'autre part, dans le système électrostatique.* Nous allons énumérer ces relations en désignant par de grandes lettres les unités électromagnétiques et par de petites lettres les unités électrostatiques.

Q et q sont les unités de quantité d'électricité;

I et i sont les unités d'intensité;

E et e sont les unités de force électromotrice;

R et r sont les unités de résistance;

C et c sont les unités de capacité.

$$\frac{Q}{q} = \frac{I}{i} = \frac{E}{e} = \sqrt{\frac{R}{r}} = \sqrt{\frac{C}{c}} = V.$$

V est la vitesse de propagation des ondes électromagnétiques transversales.

Les hypothèses fondamentales de Maxwell sont les suivantes :

Quand un champ électrostatique est établi dans un diélectrique, celui-ci est soumis en chaque point à une déformation. Tout se passe comme s'il y avait eu un *déplacement électrique* en ce point. Le diélectrique jouit donc d'une propriété analogue à l'élasticité. A cette hypothèse, il joint les deux lois suivantes :



1° Quand un champ magnétique varie en un point, il y a production d'une force électromotrice d'induction, donnant lieu au déplacement électrique s'il n'y a pas de conducteurs; au courant électrique ordinaire, s'il y a un conducteur au point considéré.

2° Un courant électrique donne lieu à un champ magnétique.

Enfin il suppose que le déplacement d'une masse électrique produit le même effet qu'un courant électrique.

L'ensemble de ces hypothèses amène à un système d'équations qui montre que la force électrique ou la force magnétique sont soumises, pendant le régime variable, à des équations de propagation identiques comme forme aux équations les plus générales de la propagation d'un ébranlement dans un milieu. Ces perturbations, comme nous l'avons vu, sont de deux natures : les unes longitudinales, les autres transversales.

La lumière étant due à des ondes purement transversales, il semble bien que le milieu qui la transmet jouit de la propriété de ne pouvoir transmettre que des ondulations transversales. Il était donc naturel d'introduire dans les équations des perturbations électromagné-

tiques l'hypothèse qu'elles sont transversales. Maxwell a fait cette hypothèse, et il a trouvé que la vitesse de propagation devait être la quantité  $V$ , exprimée tout à l'heure au moyen des unités électromagnétiques et électrostatiques des diverses grandeurs électriques.

Ces unités se déterminent par de simples expériences d'attraction au moyen d'appareils analogues à la balance de Coulomb ou au galvanomètre. On est arrivé à apporter dans ces mesures une précision très grande, par des méthodes appropriées et sur lesquelles nous ne pouvons pas insister ici. On a trouvé constamment pour  $V$  des valeurs qui ne diffèrent du nombre  $300\,000^{\text{km}}$  par seconde, trouvé par M. Cornu pour la vitesse de la lumière, que de quantités du même ordre que les erreurs d'expérience.

Mais nous ne devons pas oublier qu'il y a à la base de cette théorie certaines hypothèses qui peuvent être révoquées en doute. Nous ne pouvons insister ici sur les expériences qui ont été faites pour les vérifier, principalement par M. Rowland et M. Röntgen (1). Ces expériences ont montré que les courants de dépla-

---

(1) Ce ne sont pas les expériences sur les rayons X.

cement avaient la même action électromagnétique que les courants ordinaires.

Nous voulons seulement insister sur un fait. L'expérience a montré, comme nous l'avons indiqué, que les perturbations de haute fréquence se propageaient le long des fils avec la vitesse de la lumière. On peut donc considérer ceci comme une vérification de l'hypothèse de Maxwell pour ce genre de propagation. Les ondes électromagnétiques ainsi propagées sont purement transversales. Mais cela ne nous prouve pas qu'il en soit ainsi pour les ondes propagées dans le milieu ambiant, loin du fil. Nous ne savons même pas s'il y a dans ce cas une vitesse de propagation, si les phénomènes ne sont pas instantanés.

**76. L'œuvre de Hertz.** — La gloire de Hertz est d'avoir découvert que les phénomènes se propagent dans l'air suivant les mêmes lois que la lumière, et d'avoir indiqué à ses successeurs une méthode qui leur a permis d'arriver à montrer rigoureusement que la vitesse était la vitesse même de la lumière.

Nous ne pouvons suivre ici Hertz dans les détails de ses expériences. Nous dirons seulement ce qu'il y a d'essentiel. D'ailleurs, nous

ne nous astreindrons pas à décrire minutieusement les expériences; voulant faire œuvre de clarté et de simplification, nous schématiserons les résultats.

Nous avons vu ci-dessus que le résonateur se comportait comme un instrument ayant sa période propre, et que, pour une excitation déterminée, on trouvait un résonateur accordé sur la même période, et donnant la plus grande étincelle au micromètre. Employons ce résonateur. Supposons connue la période d'ondulation, et étudions ce qui se passe en avant d'une surface métallique capable de réfléchir les ondes électromagnétiques, si elles sont analogues à la lumière.

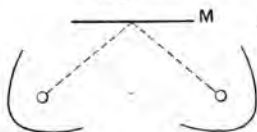
**77. Interférences au-devant des miroirs. —** Dans ces conditions, nous devons nous attendre à trouver au-devant du miroir des nœuds et des ventres, deux nœuds ou deux ventres étant distants l'un de l'autre d'une demi-longueur d'ondulation. Ces ondes ont été vues en Optique par M. Otto Wiener et par M. Lippmann, comme nous l'indiquions ci-dessus. D'ailleurs, les expériences de MM. Otto Wiener et Lippmann sont postérieures à celles de Hertz. En opérant de la sorte, Hertz vérifia le phéno-

mène. Il trouva cependant certaines divergences numériques, qui s'expliquent par la présence des parois du laboratoire où il opérait, qui réfléchissaient les ondulations électriques, et par la petitesse du miroir employé. D'ailleurs, outre les parois, la salle comportait deux rangées de colonnes qui pouvaient produire de sérieuses perturbations.

Nous n'entrons pas dans la discussion de ces premiers résultats; numériquement, ils étaient imparfaits, mais ils montraient nettement la réflexion des ondes *hertziennes*, comme on les a nommées depuis ces mémorables expériences.

**78. Expériences directes de réflexion.** — Hertz ne s'arrêta pas là comme expériences qualitatives. Il montra qu'un petit exciteur placé

Fig. 31.



suivant la ligne focale d'un miroir parabolique donnait une concentration d'énergie dans le plan principal. Le résonateur, composé d'un système identique à l'excitateur, mais sans

bobine de Ruhmkorff, ne donnait de réponse nette que quand les deux miroirs paraboliques étaient à peu près dirigés l'un vers l'autre, et donnait la réponse maxima quand les deux plans principaux étaient en coïncidence (*fig. 23*). D'ailleurs, en les plaçant côte à côte comme dans la *fig. 31*, on pouvait obtenir un effet considérable en plaçant en avant un miroir M.

De la même façon, Hertz put voir que ces ondulations se réfractaient dans un prisme en asphalte.

**79. Divergences numériques des premières expériences.** — Mais en introduisant dans la formule  $\lambda = VT$  les périodes T calculées par la formule de Thomson et les longueurs d'onde  $\lambda$  mesurées par l'expérience, on ne trouvait point une concordance suffisante entre la vitesse V calculée et la vitesse de la lumière.

C'est pour cela que MM. Sarasin et de La Rive reprirent les expériences de Hertz dans de meilleures conditions, dans une très grande salle, avec un miroir métallique très grand aussi. Ils trouvèrent, dès le début de leurs expériences, un phénomène nouveau : celui de la *résonance multiple*.

**80. Résonance multiple.** — Ils prirent différents résonateurs, et s'aperçurent qu'ils mesureraient avec ces appareils des internœuds divers en avant de leur miroir métallique. Ils pensèrent alors que l'excitateur émettait une onde complexe, et que chaque résonateur mettait en évidence une des ondes composantes.

L'interprétation fut reconnue inexacte par MM. Bjerknes et Poincaré, qui montrèrent que ce n'est là qu'un effet dû à l'amortissement des ondulations dont nous avons parlé déjà.

A chaque étincelle due à la bobine, l'excitateur envoie une série d'ondulations amorties, et l'on peut démontrer que, dans le cas de l'excitateur de Hertz, ces ondulations sont très vite amorties.

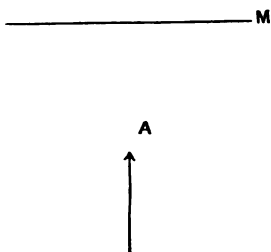
L'amortissement peut se calculer; il peut se mesurer aussi par une méthode due à M. Bjerknes, et que nous ne pouvons exposer ici.

De même, quand un excitateur est ébranlé, il répond à une excitation par une série d'ondulations amorties; mais l'amortissement du résonateur est bien moindre que celui de l'excitateur.

Nous allons faire un raisonnement simplifié, qui est d'ailleurs conforme au calcul complet.

Supposons un miroir M (*fig. 32*) et un résonateur au point A; une onde électromagnétique arrive dans le sens de la flèche. Supposons que cette onde soit tout à fait amortie, cela ne produira en A qu'un simple ébranlement, le résonateur continuera ensuite à osciller avec sa

Fig. 32.



période propre, l'onde cheminant ira se réfléchir et reviendra sur le résonateur. Si elle trouve celui-ci dans un état d'oscillation tel que l'impulsion nouvelle lui imprime une vitesse de même sens que la vitesse d'oscillation elle-même, il y aura addition des effets; si, au contraire, les deux effets sont discordants, ils s'annuleront totalement ou partiellement.

Dans ce raisonnement, seule la période d'oscillation du résonateur entre en jeu. Ce qu'on doit donc mesurer, c'est la longueur d'onde



correspondant au résonateur lui-même, et cela indépendamment de toute hypothèse sur la période propre de l'excitateur. Celle-ci ne peut d'ailleurs pas être absolument quelconque, car elle intervient sur la facilité avec laquelle sont excitées les ondulations propres du résonateur. S'il y a une trop grande différence entre les deux périodes, l'effet sur le résonateur sera très petit, et non observable.

**81. Expériences de Strindberg.** — Ces effets ne doivent plus se produire, au contraire, d'après cette théorie, si le résonateur est beaucoup plus amorti que l'excitateur. Ces conditions ont été réalisées par M. Strindberg, puis par M. Décombes. Ils ont vérifié qu'avec un résonateur très amorti on mesurait toujours la longueur d'onde correspondant à l'excitateur.

Cette propriété de la résonance multiple permet de comparer très nettement ce qui se passe dans l'air, et le long des fils conducteurs. Cela aurait été à peu près impossible sans elle. Hertz avait fait sur ce sujet des essais peu fructueux. D'après ce qui précède, on peut prendre des excitateurs à peu près quelconques et en étudier les effets avec le même réso-

nateur, on aura toujours des effets comparables.

**82. Longueur d'onde d'un résonateur. Réflexion au bout d'un fil.** — MM. Sarasin et de La Rive ont vu que leurs résonateurs se comportaient à peu près comme s'ils prenaient un régime permanent correspondant à la présence d'un nœud à chaque extrémité, en admettant pour la vitesse de propagation le long du fil celle de la lumière. Ceci implique qu'une ondulation qui se propage le long d'un fil subit une réflexion à son extrémité, de même qu'une onde sonore se réfléchit sur le fond d'un tuyau. Si donc nous prenons un fil le long duquel se propagent des ondulations, nous devons trouver le long de ce fil des nœuds et des ventres exactement comme dans le cas d'une réflexion sur un miroir. En promenant alors un résonateur le long du fil, on mesurera l'internœud correspondant à la vibration propre du résonateur.

**83. Égalité de la vitesse de propagation dans l'air et le long des fils.** — Nous avons déjà décrit le dispositif (*fig. 18*) au moyen duquel Hertz faisait propager une ondulation le long

des fils. MM. Sarasin et de La Rive, par ce procédé, arrivèrent à montrer, *en employant le même résonateur*, que la perturbation électrique se propage avec la même vitesse le long des fils et dans l'air.

Ce sont ces expériences qui ont permis de considérer comme suffisantes les mesures faites pour la propagation le long des fils, et de prendre avec certitude, pour la vitesse de propagation de l'ébranlement électromagnétique dans toutes les circonstances, le nombre de M. Blondlot, mesuré indépendamment de tout calcul de période, c'est-à-dire sans aucune cause d'erreur autre que les imperfections de l'expérience.

**84. Importance du résultat précédent. Causes d'erreurs dans le calcul des périodes.** — L'insuccès numérique des expériences propres de Hertz donne un poids considérable à une détermination de ce genre, car il nous montre combien nous sommes loin encore de la connaissance approfondie de toutes les causes qui agissent sur la période d'un système de conducteurs. Nous ne savons rien sur la résistance dans le cas limite des oscillations fréquentes, et nous sommes bien peu renseignés sur les diverses causes qui consomment de l'énergie

dans une ondulation d'excitateur. L'énergie de ces ondulations est en effet partiellement convertie en chaleur, et partiellement aussi rayonnée. Nous supposons que dans l'étincelle il n'y a pas d'autre cause de déperdition, et cela est purement hypothétique. De même nous supposons que la bobine elle-même n'influe pas sur l'oscillation de l'excitateur. Quelques-unes de ces objections ont été étudiées par Hertz et M. Poincaré, mais les calculs ne sont que des approximations assez grossières qui rendent extrêmement précieuses des déterminations comme celle de MM. Sarasin et de La Rive d'une part, comme celle de M. Blondlot d'autre part, dans lesquelles les constantes de l'appareil n'entrent pour rien.

**85. Résumé de la théorie électromagnétique de la lumière.** — En somme, si nous voulons rendre à chacun ce qu'il mérite, nous dirons :

Maxwell a pressenti l'existence des ondes électriques propagées dans l'espace, et montré par le calcul ce que devait être la vitesse de propagation. Il les a hardiment assimilées à la lumière en introduisant dans ses équations l'hypothèse de la transversalité par rapport à l'onde.

Hertz a montré que ces ondulations existaient réellement et qu'elles se propageaient non seulement le long des fils, mais même dans l'air, qu'elles se réfléchissaient, qu'elles se réfractaient. La mort prématurée est venue interrompre ses géniales expériences, et laisser ouvert à d'autres le champ des découvertes.

MM. Sarasin et de La Rive ont montré la résonance multiple et, par son moyen, l'égalité de la vitesse de propagation le long des fils et dans l'air.

M. Blondlot a alors mesuré cette vitesse le long des fils, et a trouvé la vitesse de la lumière.

Enfin, MM. Poincaré et Bjerknes ont montré l'influence de l'amortissement des ondes sur le phénomène.

Tels sont les fondements mêmes de l'étude des ondulations électriques. Nous allons maintenant voir les travaux plus récents qui ont permis de serrer de plus près les phénomènes de l'Optique, et qui ont amené à la Télégraphie sans fils.

---

---

## CHAPITRE IX.

### IMITATION DES PHÉNOMÈNES DE L'OPTIQUE. CONCENTRATION DES ONDES.

**86. Importance de la diffraction dans la pratique.** — Nous avons vu toute l'importance que prenaient en Optique les phénomènes de diffraction aussitôt que les dimensions des écrans ou miroirs atteignaient l'ordre de grandeur de la longueur d'onde. Or il résulte des expériences relatées ci-dessus, que les longueurs d'ondulations des appareils utilisés par Hertz ou MM. Sarasin et de La Rive étaient comprises entre  $6^m$  et  $0^m,60$ . Avec l'excitateur de M. Blondlot, les longueurs d'ondes sont bien plus grandes encore; elles atteignent  $30^m$ .

Dans ces conditions il y avait des perturbations par diffraction aussitôt que les miroirs ou réfracteurs atteignaient quelques mètres. On ne pouvait donc espérer obtenir des effets un peu nets pour les phénomènes d'interférence par la méthode des deux miroirs, ou pour ceux

de réflexion totale ou de double réfraction. Aussi chercha-t-on, dès le commencement, à réduire la période des oscillations.

**87. Réduction des longueurs d'ondes. Diminution de l'éclat de la source.** — On arriva dans cette voie à des résultats fort satisfaisants au point de vue de la répétition des phénomènes de l'Optique, grâce à l'emploi des excitateurs Lodge, Righi, Bose, dont nous avons parlé ci-dessus. On peut arriver ainsi à produire des ondulations de  $10^{\text{mm}}$  à  $12^{\text{mm}}$  de longueur d'onde.

Ceci est encore bien insuffisant pour des ondes nettement concentrables au moyen de miroirs. Nous allons voir qu'une autre difficulté s'oppose à l'emploi des appareils qui donnent ces ondes possibles à concentrer, au moins pour obtenir des effets puissants.

Si nous considérons une capacité  $C$  portée à un potentiel  $V$ , l'énergie disponible au moment du retour à l'équilibre est  $\frac{1}{2} CV$ . De cette énergie, une partie est employée à échauffer le conducteur, une autre est rayonnée, et c'est celle-là qui est utile.

Ce qui nous arrêtera, c'est le potentiel auquel on peut porter le corps. Si celui-ci di-

minue de dimensions, les sources actuelles, machines statiques ou bobines d'induction, ne le porteront pas à un potentiel plus élevé. Par conséquent l'énergie disponible dans une oscillation est inversement proportionnelle à la capacité. Or la fréquence varie dans le même sens. Donc l'énergie disponible dans une décharge est d'autant plus petite que la fréquence est plus grande. Si même on admettait une formule analogue à celle de Thomson, qui serait bien hypothétique dans le cas d'un oscillateur à boules, on verrait que l'énergie serait en raison inverse du carré de la fréquence, pour une série d'oscillations de l'excitateur.

D'ailleurs, la fréquence avec laquelle on peut répéter les excitations est celle de l'interrompteur. On voit donc que la puissance de la source d'oscillation, ou son *éclat*, comme on dit en Optique, diminuera très vite quand la fréquence croîtra.

Nous voyons ainsi apparaître l'impossibilité presque absolue de concentrer sérieusement des ondes électriques au moyen de la réflexion ou de la réfraction. Toutes les fois qu'avec des appareils admissibles comme dimensions on pourrait espérer rendre négligeables les phé-



nomènes de diffraction, l'éclat de la source diminuera de manière à rendre illusoire la concentration possible au moyen des miroirs.

**88. L'antenne.** — Aussi est-ce par un tout autre procédé que l'on est arrivé à augmenter la distance à laquelle peuvent être impressionnés les appareils récepteurs. Dans tout ce qui va suivre il est bien entendu que le seul récepteur dont il sera question, ce sera le cohéreur, dont nous avons étudié ci-dessus la construction. Ce récepteur est, en effet, d'une sensibilité infinie par rapport aux autres. Alors qu'avec tous les appareils d'une autre espèce les effets ne sont observables qu'à quelques mètres, le cohéreur permet de franchir des distances vraiment considérables. Avec une bobine de 0<sup>m</sup>,15 d'étincelle et un excitateur de Righi on peut impressionner un bon tube à limaille du modèle de M. Marconi jusqu'à une centaine de mètres et même plus. Mais il faut employer, pour atteindre les grandes distances aujourd'hui usuelles, la concentration des ondes au moyen de l'antenne.

L'antenne est un long fil qui s'élève verticalement au-dessus de l'un des pôles de l'excitateur, tandis que l'autre pôle est relié à la terre.

Pour comprendre ce qui se passe dans ce cas, étudions le rôle des fils reliés aux excitateurs.

**89. Rôle de l'antenne.** — Nous avons vu dans ce qui précède qu'on ne pouvait concevoir que les fils conducteurs longs prissent part aux ondulations dues à une cause quelconque, surtout à une cause aussi subite que l'étincelle, par leur ondulation propre de totalité. Nous avons vu, au contraire, que la perturbation qui prend naissance à l'étincelle doit se propager le long du fil; elle a d'ailleurs une période qui dépend essentiellement de la nature de l'étincelle qui la produit.

C'est un fait d'expérience qu'un fil concentre le long de sa surface les ondulations de haute fréquence produites en un de ses points. Nous n'avons pas besoin d'autre chose, pour le démontrer, que des expériences de M. Blondlot. Ce savant a opéré au moyen d'une ligne de 1800<sup>m</sup> de long, et il a vu la perturbation arriver au bout de ce trajet sans affaiblissement notable. Ceci prouve mieux que tous les raisonnements le fait qui nous occupe. En effet, si la propagation avait eu lieu par une onde sphérique ordinaire, l'énergie, par unité de surface, aurait été un quatre-millionième de celle qui

aurait existé à 1<sup>m</sup> des appareils. Elle aurait, par conséquent, été très certainement insuffisante à produire l'étincelle. On doit donc admettre que la plus grande partie de l'énergie des oscillations initiales se propage dans la direction du fil. Celui-ci joue donc exactement le rôle de concentrateur.

**90. Rôle de l'antenne pour l'émission des ondes. Perturbations aux extrémités des fils.** — Il faut maintenant comprendre comment cette énergie, guidée par l'antenne, peut se propager cependant dans l'espace. Pour cela, il faut que nous parlions du phénomène connu sous le nom de *perturbation aux extrémités du fil*.

Nous avons déjà dit que MM. Sarasin et de La Rive avaient remarqué que leur résonateur, au lieu d'avoir une période correspondant à l'existence d'un nœud à chaque extrémité, en avait une correspondant à l'existence d'un nœud situé un peu plus loin que l'extrémité du fil.

Le fait que l'extrémité libre d'un fil n'est pas un nœud parfait, a d'ailleurs été observé dans toutes les expériences de propagation le long des fils. MM. Sarasin et Birkeland ont montré que, quand on mesure les internœuds dus aux ondes incidentes et réfléchies à l'extré-

mité d'un fil, la distance du premier nœud à l'extrémité est toujours plus petite que l'inter-nœud normal. Ce qui veut dire qu'il y a à l'extrémité un point où il y a une fuite d'énergie. M. Birkeland estime cette fuite, d'après ce fait que les nœuds ne sont pas absolument nets, comme ils seraient s'il n'y avait aucune perte à l'extrémité, à  $\frac{1}{3}$  environ de l'énergie incidente, avec les ondes ordinaires. D'ailleurs, si nous considérons une antenne isolée terminée d'un côté par une pointe et de l'autre par une sphère présentant une capacité notable, la perte par celle-ci sera très faible et par conséquent l'énergie, par réflexions successives, finira par s'échapper tout entière par la pointe de l'antenne.

**91. Analogie optique des ondes concentrées par l'antenne. Expérience de Zeeman.** — En somme, nous voyons que l'antenne dirigera vers sa pointe toute l'énergie disponible. De plus, la seule inspection de l'appareil montre que l'onde ainsi guidée aura un axe de symétrie qui sera la direction de l'antenne. La propagation ne pourra donc pas être identique dans toutes les directions. Il s'agit de comprendre, au moyen de phénomènes optiques, ce qui peut se passer dans ce cas.

Il semble *a priori* que l'Optique ne nous présente aucun phénomène analogue à celui-là. Nous ne connaissons par l'observation ordinaire que des ondes sphériques émanées d'un centre d'oscillations, et pour lesquelles l'énergie est identique dans toutes les directions. Ceci est vrai en général, mais la théorie de l'élasticité nous a appris que cela n'était exact que dans le cas de la lumière ordinaire, que cela ne saurait s'appliquer à une source de lumière polarisée. Pour cette lumière, comme on le sait, la vibration est rectiligne. Dans ces conditions, la théorie démontre que l'énergie n'est pas uniformément répartie dans toutes les directions. Elle est maxima dans le plan de polarisation, et elle est dans les autres directions inversement proportionnelle au carré du cosinus de l'angle que fait la direction considérée avec le plan de polarisation.

C'est là un résultat du calcul pur qui peut sembler au premier abord douteux, car il n'y a à ce sujet aucun résultat encore classique. Il y a cependant une expérience admirable faite il y a deux ans par M. Zeeman : c'est celle du détriplement des raies  $D_1$  et  $D_2$  de la soude quand la lumière est émise dans un champ magnétique. Dans ces conditions,

on remarque que la raie  $D_1$ , par exemple, donne, quand on observe normalement aux lignes de force, un triplet. Une des composantes de ce triplet est polarisée dans un plan perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique. Quand l'observation est faite dans le sens du champ magnétique, on ne remarque qu'un doublet; la raie qui était polarisée normalement au champ ne se propage pas dans le sens de celui-ci. C'est la vérification expérimentale de la théorie, et cela nous montre que, quand une onde lumineuse a un axe de symétrie, il doit y avoir concentration de l'énergie dans un plan perpendiculaire à cet axe de symétrie.

Dans le cas qui nous occupe, nous devons donc avoir concentration de l'énergie dans un plan normal à l'antenne; toutes les directions autour de celle-ci seront indifférentes. Si l'on s'écarte un peu du plan perpendiculaire, la puissance disponible par unité de surface sera peu différente de ce qu'elle est pour le plan perpendiculaire; mais, quand on s'écartera sensiblement de ce plan, la décroissance deviendra rapide. L'expérience vérifie complètement cette manière de voir. La portée des signaux est considérable dans un plan perpendiculaire à l'antenne, faible dans la direction de celle-ci.

On peut donc employer, pour augmenter la puissance des signaux dans une direction donnée, deux positions de l'antenne. L'antenne verticale d'abord, qui correspond à la propagation tout autour de celle-ci, et aussi l'antenne horizontale et normale à la direction de propagation.

Les deux dispositifs ont été employés. Le premier semble le meilleur, mais le second donne aussi de bons résultats.

**92. Antenne réceptrice.** — Les appareils récepteurs sont également munis d'une antenne. Le rôle de celle-ci est d'ailleurs connu depuis longtemps. Son invention a donné lieu, il y a quelque temps, à des compétitions commerciales, et cela me semble peu justifié, car on peut dire que l'emploi de l'antenne comme récepteur est dû à Franklin, qui inventa le paratonnerre, et s'en servit pour produire à sa base tous les phénomènes électriques au moyen de l'énergie ainsi récoltée dans les nuages.

On peut se rendre compte en gros de son rôle de la manière suivante : Les fils jouissent de la propriété de propager les ébranlements électriques produits en un de leurs points, en concentrant l'onde autour de leur surface. Une

antenne recevant l'onde sur toute sa longueur, et recevant sur toute sa longueur des ébranlements synchrones, si elle est placée dans le plan même de l'onde, donnera donc des effets d'autant plus puissants qu'elle sera plus longue.

---



---

## CHAPITRE X.

### DISPOSITION D'UN POSTE. UTILITÉ ET DÉSAVANTAGES DE LA TÉLÉGRAPHIE SANS FILS.

Nous venons d'étudier, dans les Chapitres précédents, les éléments au moyen desquels on peut constituer un système de Télégraphie sans fils. Indiquons maintenant comment les choses sont disposées dans la pratique.

**93. Excitateurs employés.** — On emploie pour la production des ondes, soit un exciteur de Righi à quatre boules, soit un simple exciteur composé de deux sphères entre lesquelles jaillit l'étincelle. On met à terre une des sphères centrales de l'exciteur Righi, et l'on met l'autre en communication avec l'antenne. Quand on emploie l'exciteur de Lodge, à deux boules, on met directement à terre l'une des boules, et l'on met l'autre en communication avec l'antenne. C'est là un procédé dangereux pour la

bobine, car on en change complètement le régime oscillatoire normal. Dans cette bobine, en effet, comme l'ont montré Bernstein et Mouton, les deux extrémités du secondaire sont toujours à des potentiels égaux et de signes contraires. Quand on met à la base un des pôles du secondaire, au contraire, toute la différence du potentiel se produit à l'autre pôle, et elle peut devenir dangereuse pour l'isolant. Il faut donc, pour appliquer ce procédé, avoir des bobines isolées d'une manière spéciale, ou alors ne pas leur demander toute leur puissance.

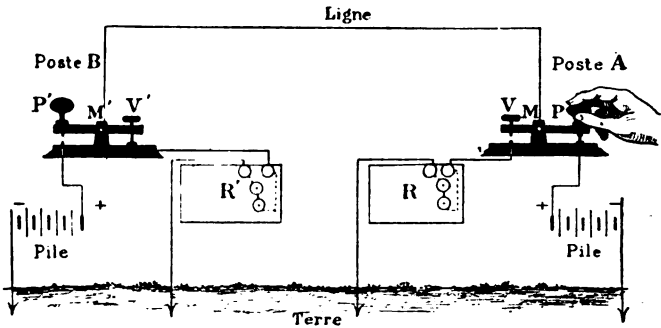
C'est ce dernier dispositif qui est mis en usage maintenant par M. Marconi, et c'est par son moyen qu'il arrive à traverser la Manche avec les signaux de la Télégraphie sans fils, en employant une simple bobine de 0<sup>m</sup>, 15 d'étincelle.

**94. Disposition du cohéreur.** — Il faut ensuite disposer convenablement le cohéreur. Celui-ci doit être complètement à l'abri des signaux envoyés par le poste transmetteur lui-même. C'est là une difficulté qui peut être tournée, en mettant l'appareil et tous ses accessoires dans une boîte métallique entièrement fermée.

Les métaux sont, en effet, opaques pour les ondes hertziennes. Cela a été mis hors de doute, il y a peu de temps, par les expériences de M. Branly. Ce savant a montré, en même temps, la nécessité de fermer avec un soin tout particulier les enveloppes métalliques dans lesquelles on place un de ses radioconducteurs (il ne dit pas cohéreur). La moindre fente sensible suffit pour laisser passer des ondes capables d'impressionner l'appareil, au moins dans le voisinage d'un oscillateur puissant. Mais en prenant des précautions convenables, en serrant bien les joints, on met les appareils à l'abri des ondes émanées de l'excitateur voisin.

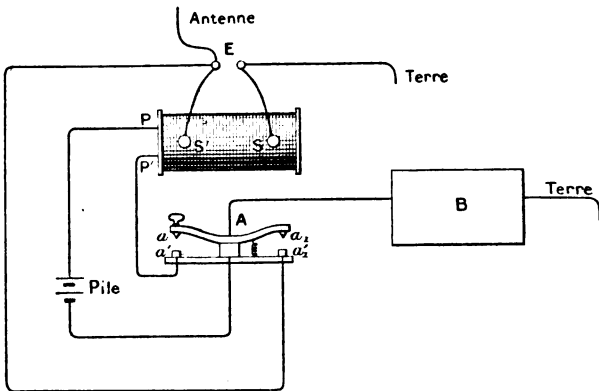
**95. Connexions des appareils.** — Au moment où l'on veut recevoir une dépêche et non plus en envoyer, il suffit de changer les connexions, et de mettre l'antenne en communication avec le cohéreur. Ceci se fait d'ailleurs par un procédé tout à fait analogue à celui qui est employé dans le télégraphe Morse ordinaire. Nous donnons, dans les *fig.* 33 et 34, les deux dispositions, dont on saisira immédiatement toute l'analogie. Dans le cas de la Télégraphie sans fils, c'est l'antenne qui remplace le fil de ligne.

Fig. 33.



Elle suffit seule à la réception; mais, pour l'é-

Fig. 34.



mission, elle doit être actionnée par l'intermédiaire de la bobine et de l'interrupteur. C'est

la clef de Morse elle-même qui sert à cet usage. On voit que les différences entre les deux montages sont faibles. Dans la Télégraphie sans fils le manipulateur ferme le circuit sur la bobine, au lieu de l'envoyer directement dans la ligne. Il suffit d'imaginer celle-ci très courte et fermée directement sur la pile, par l'intermédiaire du primaire de la bobine. De plus, il y a un fil analogue au fil de ligne de la figure, qui va en  $a_1$ , alors que c'est le centre du manipulateur qui va aux appareils récepteurs.

Nous avons représenté le manipulateur dans une position où tous les contacts sont rompus.

En somme, on voit ainsi que tous les dispositifs de la Télégraphie ordinaire sont applicables à la Télégraphie sans fils, au moins dans la limite de portée de celle-ci. Il n'y a que les dispositifs destinés à transmettre plusieurs dépêches simultanément qui soient inapplicables.

Il nous faut maintenant indiquer les avantages et les inconvénients de ce système de Télégraphie.

**96. Avantages de la Télégraphie sans fils. —** D'abord les avantages. Il n'y a plus à s'occuper de poser des lignes métalliques coûteuses; c'est là un perfectionnement considé-

nable, car la majeure partie du capital immobilisé dans une ligne télégraphique l'est sous cette forme, et c'est là aussi la partie du système qui, étant soumise aux intempéries, s'use le plus. Les appareils transmetteurs et récepteurs sont relativement peu encombrants, et permettent, par conséquent, une installation rapide et un transport facile. La seule partie encombrante est l'antenne. Dans l'installation actuellement faite à Wimereux par M. Marconi, cette antenne a 50<sup>m</sup> de haut, et elle permet d'aller à 50<sup>km</sup>, en passant au-dessus de la mer. Certes, il n'est pas commode de transporter un mât d'une hauteur pareille. Mais avec une hauteur beaucoup moindre, on peut déjà atteindre des distances de plusieurs kilomètres.

Plaçons-nous dans le cas d'une occupation de territoire colonial. Il ne faut pas songer, au moins dans les premiers temps de l'occupation, à installer une ligne télégraphique. Au contraire, il ne sera pas difficile d'installer une série de postes de Télégraphie sans fils, analogues à celui que nous venons de décrire, et distants l'un de l'autre de la portée convenable. On pourra même, aussitôt les opérations militaires terminées, élever des antennes assez

hautes pour avoir des portées considérables.

De plus, il y a à la Télégraphie sans fils un grand avantage dans le cas qui nous occupe : c'est qu'en plaçant des postes récepteurs convenables on peut communiquer dans toutes les directions. Un poste fixe à grande antenne pourra donc envoyer une dépêche simultanément dans toutes les directions. On comprend l'importance considérable de cette possibilité dans le cas d'une expédition militaire.

Mais ce n'est pas seulement dans ce cas que la diffusion de signaux et la mobilité possible du récepteur ont une importance capitale. Considérons le problème si utile à résoudre de la communication des navires entre eux et avec la côte. On en est réduit actuellement aux signaux sémaphoriques qui comportent l'emploi d'objets opaques pendant le jour et de lanternes pendant la nuit. Tous ces signaux sont rendus inutiles par le moindre brouillard, et c'est surtout alors que les communications seraient indispensables. On emploie souvent dans ce cas des signaux sonores dus à de grosses sirènes. Mais par ce procédé on ne peut rien notifier de net aux intéressés.

Supposons au contraire un poste de Télégraphie sans fils sur la côte. Il pourra envoyer

à tous les bateaux porteurs d'une antenne et d'un cohéreur actionnant un récepteur Morse, toutes les indications possibles, et cela avec tous les détails désirables et même en temps de brouillard. Bien des naufrages pourront être ainsi évités. D'ailleurs, dans le cas où le temps est clair, on pourra d'un sémaphore donner un avis à un navire déterminé, en lui signalant l'angle que fait la ligne de visée du sémaphore au navire avec le méridien magnétique.

En munissant chaque navire d'un poste complet, la communication entre navires sera assurée même en cas de brouillard, et la plupart des collisions en mer seront évitées. L'installation d'un pareil poste sur les navires actuels ne présente aucune difficulté, car la plupart des navires importants sont munis d'une installation électrique complète. L'énergie électrique utile n'est d'ailleurs pas bien considérable, puisque les communications à 50<sup>km</sup> de M. Marconi se font avec deux ou trois accumulateurs actionnant une bobine de 0<sup>m</sup>, 15 d'étincelle.

On pourra aussi, par ce procédé, arriver à faire des indications explicites aux trains en marche. Au moins dans nos pays, nulle part la distance entre deux stations ne dépasse la



portée de la Télégraphie sans fils. En munissant alors chaque station d'une antenne suffisamment haute, on pourra prévenir les trains situés dans une région étendue de tout événement imprévu, à condition de les munir d'un poste récepteur. C'est là un procédé autrement sûr et autrement pratique que les disques.

Mais il y a à ce système un désavantage<sup>1</sup> : c'est que les cohérences actuels fonctionnent pour toutes les perturbations électriques de l'atmosphère. Ce système ne sera donc plus commodément applicable en cas d'orage, et c'est là un grave inconvénient. Cependant il n'est pas impossible de concevoir un système de signaux qu'on puisse déchiffrer malgré des perturbations atmosphériques, au moins tant qu'il n'y a pas un véritable orage. Les moments d'inutilisation seront ainsi bien limités.

D'ailleurs, M. Marconi dit avoir trouvé un moyen qu'il garde secret, pour qu'un poste ne soit sensible qu'aux ondes émises par un excitateur déterminé. Ceci parerait peut-être à la difficulté que nous venons de signaler.

En somme, on peut dire que, aux divers points de vue que nous venons d'examiner, la Télégraphie sans fils vient à son heure. Le siècle qui finit peut, en effet, s'appeler *le siècle*

*des transports à grande vitesse et à grande distance.* La Télégraphie sans fils permet aux diverses unités de transport de rester constamment en rapport avec des points fixes, malgré l'éloignement et la vitesse. Ceci est dû essentiellement à la propriété de diffusion des signaux de la nouvelle méthode.

Avant de passer à l'étude des désavantages de la Télégraphie sans fils, citons encore certains cas où ce système de transmission d'un déclenchement d'énergie pourra être utile. On pourra supprimer l'emploi des trainées de poudre ou du cordeau Bickford pour mettre le feu aux mines, et cela sans avoir besoin de poser un long fil entre la mine à faire sauter et le point d'où l'on veut la faire sauter. L'industrie pourra tirer de là un parti considérable, la guerre aussi. On conçoit, en effet, la possibilité de faire éclater à distance, et sans communication possible à rompre, des mines situées autour d'une place forte, ou des torpilles disposées dans une passe resserrée.

Mais, dans ce dernier cas, le danger pour l'ennemi ne serait pas bien grand; il suffirait d'avoir sur les navires, par exemple, un transmetteur pour faire sauter toutes les torpilles de ce genre longtemps avant d'arriver dessus.

Tels sont les avantages de la méthode. Voyons maintenant ses inconvénients.

**37. Désavantages de la Télégraphie sans fils.**  
 — Tout d'abord, les communications sont lentes relativement aux distances parcourues. Nous avons vu que, pour les longues lignes, il fallait attendre à chaque signal l'établissement du régime permanent dans la ligne. Cela exige une manipulation lente. Dans le cas qui nous occupe, la ligne n'existe plus, mais elle est remplacée par la bobine d'induction. Celle-ci possède, comme nous l'avons dit, une constante de temps, identiquement comme un long fil; la cause en est seulement différente : c'est la self-induction et non la capacité. Si donc on veut employer de faibles piles, ce qui est indispensable pour pouvoir faire l'interruption par le manipulateur Morse, il faut manipuler lentement, de manière que le courant arrive à son régime permanent dans la bobine.

Pour les distances de 50<sup>km</sup> actuellement atteintes, la lenteur est plus grande que dans la Télégraphie par fils.

La diffusion des signaux empêche absolument le secret des dépêches, au moins quand on n'a pas recours à la cryptographie. Il suffit, en

effet, d'établir un poste récepteur quelconque dans un rayon égal à la portée autour du poste transmetteur, pour recueillir les signaux.

Il est donc matériellement impossible, au moins actuellement, d'espérer établir un service régulier desservant un territoire au moyen de la Télégraphie sans fils. On ne pourra espérer réaliser un système de cette espèce, si économique pourtant, qu'en arrivant à concentrer les ondes hertziennes autrement que par l'antenne. Ceci semble bien difficile *a priori*. Nous avons vu, en effet, que les concentrateurs sans diffraction notable étaient impossibles à construire dans des dimensions réalisables pour les ondes hertziennes de longueur admissible. Pouvons-nous donc espérer arriver à produire des ondes d'une longueur plus courte et agissant cependant sur le cohéreur? Une expérience de MM. Nichols et Rubens semble au premier abord le prouver. Ces savants ont montré que l'on pouvait produire, au moyen de nos sources de lumière terrestres, des ondes calorifiques de 50 et 60 microns de longueur d'onde, qui jouissent de la propriété d'être absorbées par des réseaux formés de petits résonateurs métalliques accordés pour leur période. On pourrait donc espérer obtenir des

radiations courtes et jouissant encore de propriétés analogues à celles des ondes électriques, par exemple d'exciter une antenne et d'agir sur un cohéreur. Mais l'expérience a prouvé à MM. Nichols et Rubens que ces radiations étaient puissamment absorbées par tous les corps et par l'air lui-même. On ne peut donc espérer, pour cette seule cause, la réalisation de la Télégraphie sans fils par le moyen d'ondes concentrables dans une direction. Nous avons déjà vu l'impossibilité de les produire avec une énergie suffisante par des procédés électriques. Nous voyons maintenant l'impossibilité de les utiliser, même si on les produisait par un procédé analogue à celui de MM. Rubens et Nichols.

**98. Résumé des applications possibles.** — En somme, la Télégraphie sans fils est susceptible de nombreuses et importantes applications, mais seulement dans des cas bien nettement déterminés. Il est impossible de songer à réaliser par ce procédé un système complet de Télégraphie dans un pays ayant besoin de communications dans toutes les directions, isolées et indépendantes les unes des autres.

Mais si la Télégraphie sans fils n'est pas

utilisable directement de la sorte, on peut se demander si ses principes ne doivent pas amener bientôt des perfectionnements considérables en Télégraphie par fils. Nous avons vu, en effet, que les fils métalliques jouissaient de la propriété de concentrer le long de leur surface les ondes électriques et de les propager presque sans affaiblissement. Cela nous a été prouvé par les expériences de M. Blondlot. On peut donc penser que, au moins dans le cas où les lignes sont très longues, on aura intérêt à employer, au lieu de courants ordinaires, des ondulations électriques qui se propageront le long du fil avec la vitesse de la lumière, et qui viendront impressionner simplement un cohéreur à l'extrémité du fil.

Les ondulations transmises le long des fils sont d'ailleurs susceptibles de mettre en œuvre des appareils autrement moins délicats que le cohéreur. De simples résonateurs analogues à celui de Hertz fonctionnent encore à de grandes distances. On peut alors espérer, en produisant des ondes de périodes variables, arriver à envoyer des signaux qui ne seront perçus qu'aux points où se trouve un résonateur accordé dans des limites convenables. Des essais de ce genre ont été faits par M. Turpain.

Enfin des essais analogues ont été faits par M. Preece et M. Lodge dans le cas de la transmission sans fils. Le système employé est tout différent de celui de M. Marconi. L'oscillateur est une ligne très longue et munie à ses extrémités de condensateurs. Il en est de même du résonateur. Les expériences ont permis de communiquer au-dessus de la mer à plusieurs kilomètres. Mais il semble bien que les frais d'établissement dans ce cas soient considérables, et que les distances parcourues doivent être faibles. La manipulation aussi doit être lente. Nous n'insistons pas sur cette dernière question qui sort du cadre de notre sujet. Nous avons voulu, en effet, seulement donner un aperçu sur la propagation des ondes électriques, et montrer que ces curiosités de laboratoire sont susceptibles d'applications pratiques de la plus haute importance pour la Télégraphie sans fils d'abord, et peut-être pour le perfectionnement de la Télégraphie par fils.

---

---

## CHAPITRE XI.

### APPENDICE SUR LA THÉORIE DE LA PROPAGATION LE LONG D'UN CONDUCTEUR.

Nous allons, dans cet Appendice, donner les formules qui sont basées sur les idées anciennes des actions à distance et montrer à quelles conditions elles sont applicables. Mais, comme nous aurons à étudier des vitesses de propagation, nous allons d'abord indiquer comment on les définit.

**99. Vitesse de propagation d'une onde.** — Soit un vecteur  $v$  périodique qui définit une perturbation se propageant par onde plane, c'est-à-dire sans affaiblissement;  $v$  aura une variation dans l'espace et une variation dans le temps. Nous supposerons toujours réalisé le cas limite où  $v$  peut toujours être considéré comme très petit, où les amplitudes sont infiniment petites par conséquent, c'est-à-dire que nous considérerons un cas limite qui est le



seul dont s'occupe la théorie de l'élasticité. Définissons dans ces hypothèses la vitesse de propagation de l'onde caractérisée par la variable  $v$ .

En avant du front de l'onde,  $v$  sera identiquement nul, il sera donc nul ainsi que toutes ses dérivées. Sur le front de l'onde,  $v$  sera encore nul, mais sur le point de prendre une valeur. Mais  $v$  reste toujours infiniment petit, même au bout d'un temps fini; et nous supposons que les courbes de variation de  $v$  s'obtiendront en réduisant indéfiniment les ordonnées d'une courbe à ordonnées finies. Dans ces conditions, la courbe des variations de  $v$  en fonction du temps sera au moins tangente à l'axe des  $x$ , c'est-à-dire que  $\frac{dv}{dt} = 0$ ,  $\frac{d^2v}{dt^2}$  pouvant avoir une valeur finie pour  $v = 0$ . De même pour la variation en fonction de la distance. Donc nous aurons, dans ces conditions, au front de l'onde,  $x$  étant l'abscisse de celui-ci,

$$\frac{dv}{dt} = 0, \quad \frac{dv}{dx} = 0,$$

d'où

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \cdot \frac{dx}{dt} = 0 = \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} \cdot \frac{dx}{dt}$$

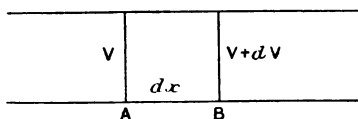
d'où, en éliminant  $\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t}$ ,

$$(1) \quad \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \left( \frac{dx}{dt} \right)^2.$$

Or  $x$  étant l'abscisse du front de l'onde,  $\frac{dx}{dt}$  est la vitesse de celui-ci, donc l'équation  $\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = v^2 \frac{d^2 v}{dx^2}$  est l'équation de propagation d'une onde plane douée d'une vitesse  $v$ , et soumise à la condition que  $\frac{dv}{dt} = \frac{dv}{dx} = 0$ .

**100. Équation de la propagation le long d'un fil.** — Soient  $r$  la résistance du fil par unité de longueur,  $c$  sa capacité et  $l$  sa self-induction,

Fig. 35.



également par unité de longueur. Soient  $v$  le potentiel en un point du fil,  $x$  la coordonnée prise suivant son axe. Nous allons écrire l'expression des lois du courant continu ou du courant à variation lente, étudiée dans la théorie ordinaire de l'induction.

La force électromotrice entre A et B (*fig. 35*) aux potentiels  $v$  et  $v + dv$  est  $-\frac{dv}{dx}dx$ . Nous allons exprimer que cette différence de potentiel est égale à la somme de celle qui est nécessaire pour vaincre la résistance ohmique  $ri dx$ , et de la force électromotrice de self-induction  $l\frac{di}{dt}dx$ ; il vient, en divisant par  $dx$ ,

$$(1) \quad -\frac{\partial v}{\partial x} = ri + l\frac{\partial i}{\partial t}.$$

Écrivons que la variation de la quantité d'électricité qui passe dans le temps  $dt$  par les deux sections distantes de  $dx$ , est due à la quantité d'électricité accumulée à la surface du fil pour lui donner le potentiel électrostatique voulu. La variation de la quantité  $q$  d'électricité est  $-\frac{\partial^2 q}{\partial x \partial t}dx dt$ , la quantité absorbée par capacité le long de l'élément  $dx$  est  $c\frac{\partial v}{\partial t}dx dt$ , nous aurons

$$-\frac{\partial^2 q}{\partial x \partial t} = c\frac{\partial v}{\partial t};$$

or

$$\frac{\partial q}{\partial t} = i,$$

donc

$$(2) \quad -\frac{\partial i}{\partial x} = c\frac{\partial v}{\partial t}.$$

Nous négligeons la perte par défaut d'isolement.

(1) donne

$$-\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = r \frac{\partial i}{\partial x} + l \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\partial i}{\partial x} = -rc \frac{\partial v}{\partial t} - lc \frac{\partial^2 v}{\partial t^2},$$

ou

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = lc \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + rc \frac{\partial v}{\partial t}.$$

Introduisons ici l'hypothèse que le point considéré est le front de l'onde, c'est-à-dire  $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$ , il reste  $\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = lc \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}$ , qui montre que l'onde a une vitesse égale à  $\sqrt{\frac{l}{lc}}$ .

Nous avons supposé essentiellement, pour établir cette équation, l'existence des lois de l'induction relative à des ondulations infiniment lentes et, par conséquent, nous n'avons pas considéré ce qui se propage dans le diélectrique avec la vitesse de la lumière. Ceci ne pourra donc s'appliquer qu'un temps fini après le commencement de la perturbation.

Si nous supposons négligeable la self-induction, nous voyons que cela revient à supposer infinie la vitesse de propagation; c'est-à-dire que nous étudions avec une certaine approximation ce qui se passe au bout du câble. Notre approximation ne sera donc permise que

quand le temps sera assez grand entre l'origine de la perturbation et le moment considéré. Dans ces conditions, l'équation devient

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = rc \frac{\partial v}{\partial t}.$$

C'est cette équation qui donne la courbe  $c$  de la *fig. 12*. On suppose que cette courbe a lieu simultanément en tous les points du circuit.

**101. Circuits infiniment petits. 1° Bobine d'induction.** — Si nous supposons maintenant une capacité nulle, nous n'avons plus qu'à appliquer l'équation (1). Supposons le circuit infiniment ramassé, c'est-à-dire tel que la perturbation puisse être considérée comme simultanée en tous ses points, et prenons d'abord le cas de la bobine d'induction, celui où l'on ferme une force électromotrice constante sur la bobine. Dans ce cas, puisque nous considérons tout le circuit comme un élément,  $l$  et  $r$  deviendront la self totale  $L$  et la résistance totale  $R$  du circuit. Il vient alors, en appelant  $E$  la force électromotrice constante,

$$(3) \quad E = Ri + L \frac{di}{dt}.$$

Dans cette équation, les variables sont sé-

parées, en a donc  $i$  on fonction de  $t$  par une simple intégration

$$t = L \int_0^i \frac{di}{E - iR} = -\frac{L}{R} \log \frac{E - iR}{E}$$

ou

$$i = \frac{E}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{L}t}\right).$$

$\frac{E}{R} = i_0$  intensité finale en régime permanent; on peut écrire

$$\frac{i - i_0}{i_0} = -e^{-\frac{R}{L}t}.$$

La fraction  $\frac{i - i_0}{i_0}$ , au bout du temps  $t$ , sera d'autant plus petite que  $\frac{R}{L}$  sera plus grand.  $\frac{R}{L}$  est ce qu'on nomme la *constante de temps* du circuit. Si l'on veut savoir le temps au bout duquel  $\frac{i - i_0}{i_0}$  sera une fraction  $\frac{-p}{q}$  donnée, on aura

$$t = \frac{L}{R} \log \frac{p}{q};$$

log représente le logarithme népérien.

**102. 2° Décharge d'un condensateur dans une self-induction. Formule de Thomson.** — Nous

allons encore supposer que la perturbation est simultanée dans tout le système. Soit, à un instant déterminé,  $q$  la charge du condensateur, sa différence de potentiel sera  $\frac{q}{c}$ ,  $c$  étant sa capacité. Si  $i$  est l'intensité dans le fil qui rejoint les deux armatures, et si  $R$  est sa résistance et  $L$  sa self, écrivons que, d'après l'équation (3),  $E = Ri + L \frac{di}{dt}$ . Ici,  $E = \frac{q}{c}$ ,  $i = -\frac{dq}{dt}$ ; donc il vient

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{c} = 0.$$

Cherchons à résoudre cette équation en posant  $q = e^{\alpha t}$ , il vient

$$e^{\alpha t} \left( L \alpha^2 + R \alpha + \frac{1}{c} \right) = 0.$$

L'équation sera satisfaite si  $\alpha$  est une des deux racines de  $L \alpha^2 + R \alpha + \frac{1}{c} = 0$ . Donc la solution sera

$$q = A e^{\alpha_1 t} + B e^{\alpha_2 t},$$

$A$  et  $B$  étant déterminés par la condition que, à l'origine,  $t = 0$ ,  $i = 0$ ,  $q = Q$ .

Les racines sont

$$x = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{Lc}}.$$

Les exponentielles seront réelles si

$$\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{Lc} > 0;$$

elles seront imaginaires si

$$\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{Lc} < 0,$$

c'est-à-dire

$$R < 2\sqrt{\frac{L}{c}}.$$

Dans ce cas, la partie réelle de la solution sera une fonction circulaire.

Posons alors

$$\frac{R}{2L} = a, \quad \sqrt{\frac{1}{Lc} - \frac{R^2}{4L^2}} = \frac{1}{\tau},$$

il vient

$$x = -a \pm \frac{i}{\tau}$$

et la solution sera

$$q = e^{-at} \left( A \cos \frac{t}{\tau} + B \sin \frac{t}{\tau} \right)$$

par la formule d'Euler;



ce qui peut se mettre sous la forme

$$q = Ke^{-at} \sin\left(\frac{t}{\tau} + \varphi\right)$$

où

$$K = \sqrt{A^2 + B^2} \quad \text{et} \quad \text{tang} \varphi = \frac{A}{B};$$

ce qui montre que la décharge sera oscillante et amortie; le coefficient d'amortissement sera  $a = \frac{2L}{R}$  et la période sera  $T = \frac{2\pi}{\tau}$ .

FIN.



---

# TABLE DES MATIÈRES.

---

	Pages.
AVANT-PROPOS.....	V

## CHAPITRE I.

### Quelques mots sur la Télégraphie par fils.

1. Plan de cet Ouvrage.....	1
2. Un mot d'histoire au sujet de la Télégraphie. Lesage. Ampère. Morse.....	1
3. Régime permanent et régime variable.....	4
4. Régime permanent. Loi de Ohm.....	5
5. Relais.....	7
6. Clef de Morse.....	9
7. Alphabet Morse.....	10
8. Récepteur de Morse.....	11
9. Récepteurs des lignes sous-marines.....	14
10. Élimination des courants telluriques.....	16

## CHAPITRE II.

### Modèle matériel de transmission d'énergie.

11. La période variable.....	18
12. Assimilation au pendule.....	19

	Pages.
13. Inconvénients de la période variable.....	21
14. Assimilation hydraulique.....	23
15. Vitesse de propagation d'un ébranlement.....	29
16. Causes d'erreur dans la mesure d'une vitesse de propagation.....	31
17. Résumé des causes de l'étalement de l'onde....	33

### CHAPITRE III.

#### Comparaison des phénomènes électriques et des phénomènes matériels.

19. Idées générales sur les phénomènes électriques.	36
20. Du potentiel et de la capacité électrique.....	39
21. Courant électrique.....	42
22. Effet de la capacité électrique sur la période variable.....	43
23. Résistance électrique.....	46
24. Induction.....	47
25. Énergie du courant induit.....	49
26. Énergie de milieu.....	50
27. Divergence entre les phénomènes électriques et les phénomènes hydrauliques.....	51

### CHAPITRE IV.

#### Ondulations propagées et ondulations propres.

28. Vitesse de propagation d'un ébranlement.....	55
29. Effet de la diffusion du courant sur la vitesse de propagation.....	57
30. Expériences de Fizeau et Gounelle.....	58
31. Expériences de Siemens.....	62
32. Étude de l'onde dans les cas simples.....	64
33. Bobines d'induction.....	65
34. Câbles sous-marins.....	67

35. Propagation le long des fils des ondulations rapides.....	69
36. Signaux bridés de Thomson.....	70
37. Période propre d'ondulation.....	73
38. Formule de Thomson.....	74
39. Expériences de Feddersen.....	75
40. Expériences de Blondlot.....	75
41. Position de la force électrique dans les ondulations fréquentes.....	78
42. Résistance du courant variable.....	80

## CHAPITRE V.

**La production des ondulations rapides.**

44. Rôle de l'étincelle dans la production des ondulations.....	82
45. Ordre de grandeur des oscillations de décharge des condensateurs et du temps de l'étincelle.....	85
46. Raccourcissement des périodes.....	87
47. Excitateur de Hertz.....	88
48. Étincelle efficace.....	91
49. Excitateurs de Lodge, de Righi, de Bose.....	92
50. Excitateur de Blondlot.....	94
51. Propagation le long des fils.....	95

## CHAPITRE VI.

**Les récepteurs d'ondulations électriques.**

53. Conditions où les lois ordinaires de l'induction sont valables.....	99
54. Le résonateur de Hertz.....	102
55. Période propre du résonateur.....	104
56. Excitateur et résonateur accordés.....	106
57. Le résonateur ouvert.....	108

	Pages.
58. Le cohéreur.....	109
59. Régénération du cohéreur.....	112
60. Expériences sur le fonctionnement du cohéreur.	113

## CHAPITRE VII.

### Propagation de l'induction dans les diélectriques.

61. Les rôles du diélectrique dans les diverses théories.....	128
62. Rôle probable de l'éther lumineux.....	130
63. Importance des phénomènes électriques pour la théorie de l'éther.....	131
64. Phénomènes possibles à étudier avec les oscillations électriques dans l'air.....	132
65. Longueur d'onde.....	133
66. Phase du mouvement vibratoire.....	135
67. Les interférences.....	135
68. Miroirs de Fresnel.....	137
69. Expériences de MM. Wiener et Lippmann.....	137
70. Longueur d'onde de la lumière.....	139
71. La diffraction.....	140
72. Concentration des radiations.....	141
73. Éclat d'une source.....	142

## CHAPITRE VIII.

### Propagation de l'induction dans les diélectriques (suite).

74. Vitesses de propagation des perturbations élastiques et électriques.....	144
75. Les idées de Maxwell.....	145
76. L'œuvre de Hertz.....	149
77. Interférences au-devant des miroirs.....	150
78. Expériences directes de réflexion.....	151

	Pages.
79. Divergences numériques des premières expériences.....	152
80. Résonance multiple.....	153
81. Expériences de Strindberg.....	155
82. Longueur d'onde d'un résonateur. Réflexion au bout d'un fil.....	156
83. Égalité de la vitesse de propagation dans l'air et le long des fils.....	156
84. Importance du résultat précédent. Causes d'erreurs dans le calcul des périodes.....	157
85. Résumé de la théorie électromagnétique de la lumière.....	158

## CHAPITRE IX.

### **Imitation des phénomènes de l'Optique. Concentration des ondes.**

86. Importance de la diffraction dans la pratique..	160
87. Réduction des longueurs d'ondes. Diminution de l'éclat de la source.....	161
88. L'antenne.....	163
89. Rôle de l'antenne.....	164
90. Rôle de l'antenne pour l'émission des ondes. Perturbations aux extrémités des fils.....	165
91. Analogie optique des ondes concentrées par l'antenne. Expérience de Zeeman.....	166
92. Antenne réceptrice.....	169

## CHAPITRE X.

### **Disposition d'un poste. Utilité et désavantages de la Télégraphie sans fils.**

93. Excitateurs employés.....	171
94. Disposition du cohéreur.....	172
95. Connexion des appareils.....	173

	Pages.
96. Avantages de la Télégraphie sans fils .....	175
97. Désavantages de la Télégraphie sans fils.....	181
98. Résumé des applications possibles .....	183

## CHAPITRE XI.

### Appendice sur la théorie de la propagation le long d'un conducteur.

99. Vitesse de propagation d'une onde.....	186
100. Équation de la propagation le long d'un fil.....	188
101. Circuits infiniment petits : 1° Bobine d'induction.....	191
102. 2° Décharge d'un condensateur dans une self-induction. Formule de Thomson .....	192

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES.



2

89090520289



B89090520289A





b89090520289a